COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.

TOME DEUX CENT-SIXIÈME.

JANVIER — JUIN 1938. 206

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1938

ÉTAT DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

AU 1er JANVIER 1938

SCIENCES MATHÉMATIQUES.

SECTION Ire. — *Géométrie.*

Messieurs :

HADAMARD (*Jacques*-Salomon), C. ✱.
BOREL (Félix-Édouard-Justin-*Émile*), C. ✱, ✠.
LEBESGUE (*Henri*-Léon), O. ✱.
CARTAN (*Élie*-Joseph), O. ✱.
JULIA (*Gaston*-Maurice), C. ✱, ✠.
MONTEL (*Paul*-Antoine), O. ✱.

SECTION II. — *Mécanique.*

LECORNU (*Léon*-François-Alfred), G. O. ✱.
DRACH (*Jules*), O. ✱.
JOUGUET (Jacques-Charles-*Émile*), C. ✱.
VILLAT (*Henri*-René-Pierre), O. ✱.
BROGLIE (*Louis*-Victor-Pierre-Raymond, prince DE), ✱.
CAQUOT (*Albert*-Irénée), G. O. ✱, ✠.

SECTION III. — *Astronomie.*

DESLANDRES (*Henri*-Alexandre), C. ✱.
ESCLANGON (*Ernest*-Benjamin), O. ✱.
MAURAIN (*Charles*), C. ✱.
LA BAUME PLUVINEL (Eugène-*Aymar*, comte DE), ✱.
FAYET (*Gaston*-Jules), ✱.
CHAZY (*Jean*-François), ✱, ✠.

Section IV. — *Géographie et Navigation.*

Messieurs :

Lallemand (Jean-Pierre, dit *Charles*), C. ✱.
Bourgeois (Joseph-Émile-*Robert*), G. C. ✱, ✠.
Fichot (Lazare-*Eugène*), G. O. ✱.
Perrier (Antoine-François-Jacques-Justin-*Georges*), G. O. ✱, ✠.
Tilho (*Jean*-Auguste-Marie), G. O. ✱, ✠.
Durand-Viel (*Georges*-Edmond-Just), G. C. ✱, ✠, ✠.

Section V. — *Physique générale.*

Branly (*Édouard*-Eugène-Désiré), G. C. ✱.
Brillouin (Louis-*Marcel*), O. ✱.
Perrin (*Jean*-Baptiste), G. O. ✱.
Cotton (*Aimé*-Auguste), O. ✱.
Fabry (Marie-Paul-Auguste-*Charles*), C. ✱.
Langevin (*Paul*), G. O. ✱.

SCIENCES PHYSIQUES.

Section VI. — *Chimie.*

Béhal (*Auguste*), G. O. ✱.
Urbain (*Georges*), C. ✱.
Bertrand (*Gabriel*-Émile), C. ✱.
Delépine (Stéphane-*Marcel*), O. ✱.
Lespieau (Pierre-Léon-*Robert*), O. ✱.
Lebeau (*Paul*-Marie-Alfred), O. ✱.

Section VII. — *Minéralogie.*

Barrois (*Charles*-Eugène), C. ✱.
Launay (*Louis*-Auguste-Alphonse de), C. ✱.
Cayeux (*Lucien*), O. ✱.
Jacob (*Charles*-François-Étienne), O. ✱, ✠.
Mauguin (*Charles*-Victor), ✱.
Grandjean (*François*-Alfred), O. ✱.

SECTION VIII. — *Botanique.*

Messieurs :

DANGEARD (*Pierre-Augustin*-Clément), O. ✱.
MOLLIARD (*Marin*), C. ✱.
BLARINGHEM (*Louis*-Florimond), ✱.
GUILLIERMOND (Marie-Antoine-*Alexandre*), ✱.
CHEVALIER (*Auguste*-Jean-Baptiste), C. ✱.
COLIN (*Henri*-Ernest).

SECTION IX. — *Économie rurale.*

LECLAINCHE (Auguste-Louis-*Emmanuel*), G. O. ✱.
LAPICQUE (*Louis*-Édouard), C. ✱, ✱.
FOSSE (*Richard*-Jules), ✱.
SCHRIBAUX (Pierre-*Émile*-Laurent), C. ✱.
MOUSSU (Auguste-Léopold, dit *Gustave*), O. ✱.
JAVILLIER (Jean-*Maurice*), O. ✱, ✱.

SECTION X. — *Anatomie et Zoologie.*

BOUVIER (*Louis*-Eugène), C. ✱.
MARCHAL (*Paul*-Alfred), C. ✱.
MESNIL (*Félix*-Étienne-Pierre), C. ✱.
CAULLERY (*Maurice*-Jules-Gaston-Corneille), C. ✱.
PÉREZ (*Charles*), ✱.
....

SECTION XI. — *Médecine et Chirurgie.*

ARSONVAL (Jacques-*Arsène* D'), G. C. ✱.
VINCENT (Jean-*Hyacinthe*), G. C. ✱.
ACHARD (Émile-*Charles*), C. ✱.
GOSSET (*Antonin*-Louis-Charles-Sébastien), G. O. ✱, ✱.
FAURE (*Jean-Louis*), C. ✱.
PORTIER (*Paul*), O. ✱.

SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.

Messieurs :

PICARD (Charles-*Émile*), G. C. ✱, pour les sciences mathématiques.

LACROIX (François-Antoine-*Alfred*), G. O. ✱, pour les sciences physiques.

ACADÉMICIENS LIBRES.

BLONDEL (*André*-Eugène), C. ✱.
BRETON (*Jules-Louis*), ✱.
OCAGNE (Philbert-*Maurice* D'), C. ✱, ✠.
BROGLIE (Louis-César-Victor-*Maurice*, duc DE), O. ✱.
DESGREZ (*Alexandre*), C. ✱.
SÉJOURNÉ (Aïgnan-*Paul*-Marie-Joseph), G. O. ✱.
HELBRONNER (*Paul*), C. ✱, ✠.
GRAMONT (*Armand*-Antoine-Auguste-Agénor, duc DE), O. ✱.
MARTIN (*Louis*), G. O. ✱.
....

MEMBRES NON RÉSIDANTS.

SABATIER (*Paul*), G. O. ✱, à Toulouse.
WEISS (*Pierre*-Ernest), C. ✱, à Strasbourg.
CUÉNOT (*Lucien*-Claude-Jules-Marie), O. ✱, à Nancy.
CAMICHEL (*Charles*-Moïse), O. ✱, à Toulouse.
PICART (Théophile-*Luc*), O. ✱, à Floirac (Gironde).
SERGENT (Étienne-Louis-Marie-*Edmond*), O. ✱, ✠, à Alger.

APPLICATIONS DE LA SCIENCE A L'INDUSTRIE.

CHARPY (Augustin-*Georges*-Albert), O. ✱, à Paris.
LUMIÈRE (*Louis*-Jean), G. O. ✱, à Neuilly-sur-Seine.
LAUBEUF (Alfred-*Maxime*), G. O. ✱, à Toulon.
CLAUDE (*Georges*), O. ✱, ✠, à Rueil (Seine-et-Oise).
GUILLET (*Léon*-Alexandre), C. ✱, à Paris.
ESNAULT-PELTERIE (*Robert*-Albert-Charles), O. ✱, à Boulogne-sur-Seine.

ASSOCIÉS ÉTRANGERS.

Messieurs :

VOLTERRA (*Vito*), G. O. ✻, à Rome.
HALE (*George* Ellery), à Pasadena (Californie).
THOMSON (Sir *Joseph* John), à Cambridge (Angleterre).
BRÖGGER (*Waldemar Christofer*), C. ✻, à Oslo.
BORDET (*Jules*-Jean-Baptiste-Vincent), G. O. ✻, à Bruxelles.
WINOGRADSKY (*Serge*), à Brie-Comte-Robert (Seine-et-Marne).
WILSON (*Edmund Beecher*), à New-York.
ZEEMAN (*Pieter*), C. ✻, à Amsterdam.
EINSTEIN (*Albert*), à Princeton (New Jersey).
FLEXNER (*Simon*), C. ✻, à New York.
....
....

CORRESPONDANTS.

SCIENCES MATHÉMATIQUES.

SECTION Ire. — *Géométrie* (10 + 1).

HILBERT (*David*), à Göttingen.
LA VALLÉE POUSSIN (*Charles*-Jean-Gustave-Nicolas DE), O. ✻, à Louvain.
LARMOR (Sir *Joseph*), à Cambridge (Angleterre).
DICKSON (*Leonard Eugene*), à Chicago.
NÖRLUND (*Niels Erik*), C. ✻, à Copenhague.
BERNSTEIN (*Serge*), à Leningrad.
BIRKHOFF (*George* David), à Cambridge (Massachusetts).
CASTELNUOVO (*Guido*), à Rome.
FABRY (Charles-*Eugène*), ✻, à Marseille.
COTTON (*Émile*-Clément), ✻, à Grenoble.
GIRAUD (*Georges*-Julien), à Bonny-sur-Loire (Loiret).

Section II. — *Mécanique* (10 + 1).

Messieurs :

Levi-Civita (*Tullio*), à Rome.
Waddell (*John Alexander Low*), à New-York.
Roy (*Louis*-Maurice), ✻, à Toulouse.
Stodola (*Aurel*), à Zurich.
Love (*Augustus Edward Hough*), à Oxford.
Haag (*Jules*), ✻, à Besançon.
Thiry (*René*-Paul-Eugène), ✻, à Strasbourg.
Riabouchinsky (*Dimitri* Pavlovitch), à Paris.
Thuloup (Émile-Adrien-*Albert*), O. ✻, à Grasse (Alpes-Maritimes).
Bouligand (*Georges*-Louis), ✻, à Poitiers.
Roy (Paul-Mary-Ferdinand-*Maurice*), ✻, à Reichshoffen (Bas-Rhin).

Section III. — *Astronomie* (10).

Dyson (Sir *Frank* Watson), à Greenwich.
Campbell (*William Wallace*), O. ✻, au Mount Hamilton (Californie).
Fabry (*Louis*), ✻, à Marseille.
Fowler (*Alfred*), à Londres.
Brown (*Ernest William*), à New Haven (Connecticut).
Schlesinger (*Frank*), O. ✻, à New Haven (Connecticut).
Adams (*Walter Sydney*), à Pasadena (Californie).
Bosler (*Jean*), ✻, à Marseille.
....
....

Section IV. — *Géographie et Navigation* (10).

Hedin (*Sven* Anders), à Stockholm.
Bowie (*William*), à Washington.
Richard (*Jules*), O. ✻, à Monaco.
Schokalsky (*Jules*), ✻, à Leningrad.
Vanssay de Blavous (*Pierre*-Marie-Joseph-Félix-Antoine de), C. ✻, ✠, à Monaco.
Vening Meinesz (*Felix Andries*), à Amersfoort (Pays-Bas).
Poisson (Victor-Marie-Augustin-*Charles*), ✻, ✠, à Tananarive.
Koch (*Lauge*), O. ✻, à Copenhague.
Lejay (*Pierre*), ✠, à Zi-Ka-Wei, près Shanghaï.
Marguet (*Frédéric*-Philippe), C. ✻, à Paris.

SECTION V. — *Physique générale* (10 + 1).

Messieurs :

GUILLAUME (*Charles-Édouard*), G. O. ✻, à Sèvres.
MATHIAS (*Émile*-Ovide-Joseph), O. ✻, à Clermont-Ferrand.
BRAGG (Sir *William* Henry), à Londres.
MILLIKAN (*Robert Andrews*), à Pasadena (Californie).
GUYE (*Charles-Eugène*), ✻, à Genève.
TOWNSEND (*John* Sealy), ✻, à Oxford.
CABRERA (*Blas* Juan Jose Secundino), à Madrid.
GUTTON (*Camille*-Antoine-Marie), O. ✻, à Paris.
BUISSON (*Henri*-Auguste), O. ✻, ✠, à Marseille.
CABANNES (*Jean*), ✻, ✠, à Montpellier.
BOHR (*Niels* Henrik David), O. ✻, à Copenhague.

SCIENCES PHYSIQUES.

SECTION VI. — *Chimie* (10).

WALDEN (*Paul*), à Rostock (Allemagne).
RECOURA (*Albert*), O. ✻, à Grenoble.
HADFIELD (Sir *Robert* Abbott), O. ✻, à Londres.
POPE (Sir *William* Jackson), à Cambridge (Angleterre).
PASCAL (*Paul*-Victor-Henri), ✻, à Paris.
SWARTS (*Frédéric*-Jean-Edmond), O. ✻, à Gand.
HOLLEMAN (*Arnold Frederik*), ✻, à Bloemendaal (Pays-Bas).
GODCHOT (*Marcel*), O. ✻, à Montpellier.
NICLOUX (*Maurice*), O. ✻, à Strasbourg.
DENIGÈS (*Georges*-Noël-Fort), O. ✻, à Bordeaux.

SECTION VII. — *Minéralogie* (10).

BIGOT (*Alexandre*-Pierre-Désiré), ✻, à Mathieu (Calvados).
LUGEON (*Maurice*), G. O. ✻, à Lausanne.
MARGERIE (*Emmanuel*-Marie-Pierre-Martin JACQUIN DE), O. ✻, à Paris.

Messieurs :

VERNADSKY (*Wladimir*), à Moscou.
CESARO (*Giuseppe* Raimondo Pio), à Comblain-au-Pont (Belgique).
GIGNOUX (*Maurice*-Irenée-Marie), ✻, à Grenoble.
LERICHE (*Maurice*-Henri-Charles), ✻, à Uccle-Bruxelles.
LAPPARENT (Marie-*Jacques* COCHON DE), ✻, à Strasbourg.
MRAZEC (*Ludovic*), C. ✻, à Bucarest.
. . . .

SECTION VIII. — *Botanique* (10).

LECLERC DU SABLON (Albert-*Mathieu*), ✻, à Vénéjan (Gard).
MAIRE (*René*-Charles-Joseph-Ernest), ✻, à Alger.
DANIEL (*Lucien*-Louis), O. ✻, à Rennes.
IKENO (*Seïtirô*), à Tokyo.
PERRIER DE LA BÂTHIE (*Henri*-Alfred-Joseph), ✻, à Menton.
DEVAUX (*Henri*-Edgard), ✻, à Bordeaux.
BLAKESLEE (*Albert Francis*), à Long-Island (New-York).
GRÉGOIRE (*Victor*-Marie-Joseph-Théodore), à Louvain.
MAIGE (Louis-*Albert*), ✻, à Lille.
HOUARD (*Clodomir*-Antony-Vincent), à Strasbourg.

SECTION IX. — *Économie rurale* (10).

IMBEAUX (Charles-*Édouard*-Augustin), O. ✻, à Nancy.
RUSSELL (Sir Edward *John*), à Harpenden (Angleterre).
LAGATU (*Henri*-Désiré), O. ✻, à Montpellier.
MARCHAL (*Émile*-Jules-Joseph), à Gembloux (Belgique).
VALLÉE (*Henri*-Pierre-Michel), C. ✻, à Dijon.
TSCHERMAK-SEYSENEGG (*Erich*), à Vienne (Autriche).
WAKSMAN (*Selman* Abraham), à New-Brunswick (New Jersey).
LESBRE (*François-Xavier*), O. ✻, à Lyon.
. . . .
. . . .

Section X. — *Anatomie et Zoologie* (10).

Messieurs :

Bataillon (Jean-*Eugène*), O. ✻, à Castelnau-le-Lez (Hérault).
Vayssière (Jean-Baptiste-Marie-*Albert*), ✻, à Marseille.
Lameere (*Auguste*-Alfred-Lucien-Gaston), ✻, à Saint-Gilles-lez-Bruxelles.
Léger (*Louis*-Urbain-Eugène), O. ✻, à Grenoble.
Pelseneer (*Paul*), O. ✻, à Bruxelles.
Morgan (*Thomas Hunt*), à Pasadena (Californie).
Bouin (André-*Pol*), O. ✻, à Strasbourg.
Guyénot (*Émile*-Louis-Charles), ✻, à Genève.
Chatton (*Édouard*-Pierre-Léon), ✻, ✠, à Banyuls-sur-Mer.
....

Section XI. — *Médecine et Chirurgie* (10).

Yersin (*Alexandre*-John-Émile), C. ✻, à Nha-Trang (Annam).
Wright (Sir *Almroth* Edward), à Londres.
Sherrington (Sir *Charles* Scott), à Ipswich (Angleterre).
Forgue (*Émile*), C. ✻, à Paris.
Carrel (*Alexis*), C. ✻, à New-York.
Lumière (*Auguste*-Marie-Louis-Nicolas), G. O. ✻, à Lyon.
Sanarelli (*Giuseppe*), G. O. ✻, à Rome.
Sabrazès (*Jean*-Émile), ✻, à Bordeaux.
....
....

COMPTES RENDUS

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MARDI 4 JANVIER 1938.

PRÉSIDENCE DE M. Emmanuel LECLAINCHE, PUIS DE M. Aimé COTTON.

M. **Emmanuel Leclainche**, Président sortant, fait connaître à l'Académie l'état où se trouve l'impression des recueils qu'elle publie et les changements survenus parmi les Membres, les Associés étrangers et les Correspondants pendant le cours de l'année 1937.

État de l'impression des recueils de l'Académie au 1er janvier 1938.

Comptes rendus des séances de l'Académie. — Les tomes 202 (1er semestre de l'année 1936), et 203 (2e semestre de l'année 1936) ont paru avec leurs tables.

Les numéros des 1er et 2e semestres de l'année 1937 ont paru, chaque semaine, avec la régularité habituelle. Les tables du 1er semestre sont sur le point de paraître.

Mémoires de l'Académie. — Le tome 63 est en préparation.

Procès-verbaux des séances de l'Académie des Sciences, tenues depuis la fondation de l'Institut jusqu'au mois d'août 1835.

Un volume de tables générales est en voie d'achèvement.

Annuaire de l'Académie. — L'Annuaire pour 1938, qui porte de nombreuses additions historiques, a paru : il est mis en distribution au cours de la présente séance. (Voir la Note de M. A. Lacroix, p. 23.)

Membres décédés depuis le 1er janvier 1937.

Section de Minéralogie. — M. **Henri Douvillé**, le 20 janvier, à Paris.

Section de Botanique. — M. **Louis Mangin**, le 27 janvier, à Orly, Seine.

Section d'Anatomie et Zoologie. — M. **Charles Gravier**, le 25 novembre, à Paris.

Académiciens libres. — M. **Paul Janet**, le 21 février, à Malakoff, Seine.

Associés étrangers. — Lord **Ernest Rutherford**, le 19 octobre, à Cambridge, Angleterre.

Membres élus depuis le 1er janvier 1937.

Section de Géométrie. — M. **Paul Montel**, le 31 mai, en remplacement de M. Édouard Goursat, décédé.

Section d'Astronomie. — M. **Jean Chazy**, le 8 février, en remplacement de M. Maurice Hamy, décédé.

Section de Chimie. — M. **Paul Lebeau**, le 15 mars, en remplacement de M. Henry Le Chatelier, décédé.

Section de Minéralogie. — M. **Charles Mauguin**, le 1er mars, en remplacement de M. Frédéric Wallerant, décédé;

M. **François Grandjean**, le 22 novembre, en remplacement de M. Henri Douvillé, décédé.

Section de Botanique. — M. **Auguste Chevalier**, le 10 mai, en remplacement de M. Julien Costantin, décédé;

M. **Henri Colin**, le 21 juin, en remplacement de M. Louis Mangin, décédé.

Académiciens libres. — M. **Louis Martin**, le 3 mai, en remplacement de M. Jean Charcot, décédé.

Associés étrangers. — M. **Simon Flexner**, le 22 février, en remplacement de M. Emanuele Paterno di Sessa, décédé.

Membres à remplacer.

Section d'Anatomie et Zoologie. — M. **Charles Gravier**, mort à Paris, le 15 novembre 1937.

Académiciens libres. — M. **Paul Janet**, mort à Malakoff, Seine, le 21 février 1937.

Associés étrangers. — M. **Leonardo Torres Quevedo**, mort à Madrid, le 18 décembre 1936;

Lord **Ernest Rutherford**, mort à Cambridge, Angleterre, le 19 octobre 1937.

Correspondants décédés depuis le 1er janvier 1937.

Pour la Section de Chimie. — M. **Amé Pictet**, le 11 mars, à Genève;

M. **Jean-Baptiste Senderens**, le 27 septembre, à Barbachen, par Rabastens-de-Bigorre, Hautes-Pyrénées.

Pour la Section de Minéralogie. — M. **Albert Heim**, le 31 août, à Zurich.

Pour la Section d'Économie rurale. — M. **Louis Ravaz**, le 8 mai, à Montpellier.

Pour la Section d'Anatomie et Zoologie. — M. **George Albert Boulenger**, le 23 novembre, à Saint-Malo.

Correspondants élus depuis le 1er janvier 1937.

Pour la Section de Mécanique. — M. **Georges Bouligand**, le 18 janvier, à Poitiers;

M. **Maurice Roy**, le 26 avril, à Reichshoffen, Bas-Rhin.

Pour la Section de Géographie et Navigation. — M. **Frédéric Marguet**, le 1er mars, à Brest, en remplacement de M. Gustave Binger, décédé.

Pour la Section de Physique générale. — M. **Niels Bohr**, le 13 décembre, à Copenhague.

Pour la Section de Chimie. — M. **Georges Denigès**, le 13 décembre, à Bordeaux, en remplacement de M. Jean-Baptiste Senderens, décédé.

Pour la Section de Botanique. — M. **Clodomir Houard**, le 1er mars, à Strasbourg, en remplacement de M. Camille Sauvageau, décédé.

Pour la Section d'Économie rurale. — M. **Erich Tschermak-Seysenegg**, le 8 février, à Vienne, Autriche, en remplacement de M. Theobald Smith, décédé;

M. **Selman A. Waksman**, le 15 février, à New-Brunswick, en remplacement de Sir Arnold Theiler, décédé;

M. **François-Xavier Lesbre**, le 7 juin, à Lyon, en remplacement de M. Edoardo Perroncito, décédé.

Correspondants à remplacer.

Pour la Section d'Astronomie. — M. **Luc Picart**, élu Membre non résidant, le 16 mars 1936;

M. **Paul Stroobant**, mort à Saint-Gilles-lez-Bruxelles, le 15 juillet 1936.

Pour la Section de Minéralogie. — M. **Albert Heim**, mort à Zurich, le 31 août 1937.

Pour la Section d'Économie rurale. — M. **Edmond Sergent**, élu Membre non résidant, le 14 décembre 1936;

M. **Louis Ravaz**, mort à Montpellier, le 8 mai 1937.

Pour la Section d'Anatomie et Zoologie. — M. **George Albert Boulenger**, mort à Saint-Malo, le 23 novembre 1937.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Ivan Pavlov**, mort à Leningrad, le 27 février 1936;

M. **Simon Flexner**, élu Associé étranger, le 22 février 1937.

Pour les Sections qui seront désignées par l'Académie :

A. — M. **Santiago Ramon Cajal**, Correspondant pour la Section d'Anatomie et Zoologie, mort à Madrid, le 17 octobre 1934.

B. — M. **Joseph Auclair**, Correspondant pour la Section de Mécanique, mort à Saint-Léger-sur-Roanne, le 12 décembre 1936.

C. — M. **Amé Pictet**, Correspondant pour la Section de Chimie, mort à Genève, le 11 mars 1937.

En prenant possession du fauteuil de la Présidence, M. **Aimé Cotton** s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères.

J'ai ressenti bien vivement l'honneur que vous m'avez fait en m'appelant à occuper une place où tant de savants illustres se sont succédés. D'autres de nos confrères, plus anciens que moi à l'Académie, et qui avaient les qualités nécessaires à un bon Président, n'ont pas accepté que vos suffrages se portent sur leur nom. Si je n'ai pas suivi leur exemple, alors que je n'ai pas leurs qualités, c'est que j'ai pensé aussitôt que mon passage au bureau me permettrait de remercier un jour publiquement ceux qui m'ont aidé à créer et à développer le Laboratoire de l'Électro-Aimant de l'Académie des Sciences.

Je m'efforcerai de m'inspirer des exemples donnés par mes prédécesseurs. Je voudrais pouvoir exercer ces fonctions avec cette affabilité et cette bonne grâce souriante dont a toujours fait preuve notre Président sortant, M. E. Leclainche. Je sais que je puis compter sur les conseils bienveillants de nos Secrétaires perpétuels. Je serai très honoré de collaborer ainsi quelque peu avec ces deux savants éminents. L'un d'eux, M. Émile Picard, a été autrefois mon professeur à la Sorbonne, et j'ai aussi pour M. A. Lacroix des sentiments de respectueux attachement. Ce sont nos deux Secrétaires perpétuels qui veillent avec une vigilance constante sur les destinées de l'Académie. Ce sont eux qui assurent l'impression de ses publications : ils cherchent sans cesse à les améliorer : vous avez vu que cet *Annuaire* qui vous est distribué aujourd'hui a été enrichi d'importants compléments. C'est sous leur signature que paraissent, depuis qu'Arago les a créés en 1835, nos *Comptes rendus*. Cette publication reste le témoignage vivant de l'activité de notre Académie, et, on peut le dire, de la Science française : il importe qu'elle se développe à mesure que la Science grandit elle-même. On a pu craindre récemment que ses progrès fussent entravés par les diffi-

cultés économiques actuelles. L'élévation considérable des frais d'impression est particulièrement difficile à supporter pour des périodiques consacrés à la Science pure. Heureusement, la Caisse Nationale de la Recherche Scientifique vient d'accorder à notre publication une subvention qui écartera, pour le moment du moins, les difficultés qui la menaçaient. C'est à M. Jean Perrin que nous devons cet appui, qui était indispensable. Je suis certain d'être votre interprète en le félicitant à cette occasion des efforts qu'il ne cesse de prodiguer pour encourager et développer, de toutes manières, malgré l'état critique de nos finances, la recherche scientifique dans notre pays.

Mais il ne suffit pas que les *Comptes rendus* paraissent régulièrement chaque semaine, qu'ils se présentent sous une forme correcte; il faut aussi que les matières qui y sont traitées soient vraiment dignes d'y être insérées. Nous devons tous, mes chers Confrères, nous efforcer de n'accueillir que des Communications apportant des résultats nets, bien établis, et en tout cas contrôlables; nous devons veiller aussi à ce que les Notes que nous présentons gardent autant que possible, malgré leur concision nécessaire, cette clarté que l'on s'accorde généralement à reconnaître aux écrits scientifiques en langue française.

Si nous faisons tous en sorte que les *Comptes rendus*, qui sont l'image fidèle et durable de l'activité de l'Académie des Sciences, restent dignes de leur vieille réputation, nous pourrons nous déclarer satisfaits, même si nos séances continuent à être quelque peu troublées par le bruit des conversations. Je ne crois pas devoir vous renouveler à ce sujet, mes chers Confrères, des recommandations faites bien souvent. Le seul argument nouveau que je pourrais faire valoir est que je risque fort moi-même de ne pas être entendu de nos collègues éloignés du bureau. Est-ce parce que je parle d'habitude dans une salle dont l'acoustique est excellente? Ou bien ai-je suivi trop à la lettre le conseil que nous donnait autrefois un de mes anciens professeurs : « Il faut parler bas » disait-il « pour mieux vous faire entendre ». Ce conseil, j'essaierai bien de l'oublier, je m'efforcerai de parler plus fort. Je ne suis pas du tout sûr qu'il suffise pour être écouté d'être entendu, mais c'est là tout de même une condition nécessaire, si elle n'est pas suffisante.

Plusieurs de nos anciens Présidents ont envisagé l'introduction dans la salle de nos séances, de hauts parleurs. J'ai naturellement été conduit, étant physicien, à examiner cette question. Il y a déjà eu un essai de ce genre fait à l'Institut, dans la grande salle sous la coupole : il n'a pas

donné satisfaction et on a enlevé les appareils qui avaient été installés. A vrai dire, je crois bien que des conditions que je considère comme essentielles n'avaient pas été remplies lors de cette première expérience. On en a fait une autre dernièrement, dans la salle où nous sommes. Notre dévoué Secrétaire, M. Gauja, et moi-même nous avons pu nous convaincre que le résultat paraissait encourageant. Mais on ne cherchait à amplifier que les paroles venues du bureau. Bien que des hauts parleurs *réglables* puissent fonctionner d'une façon discrète, on supposait en outre qu'on ne les mettrait en action qu'à ces instants où il importe d'éviter tout malentendu. Il serait plus difficile d'amplifier convenablement les Communications faites par nos Confrères au tableau noir, et je pense que dans ce cas ce sont des écouteurs particuliers, mis en action par l'auditeur lui-même, qu'il faudrait mettre à la disposition de ceux qui le désireraient.

Mais je ne veux pas entrer ici dans des détails techniques, car il y a, je le sais, une autre condition encore pour être écouté, c'est de ne pas parler trop longtemps. Je me hâte donc, mes chers Confrères, de vous inviter à reprendre nos travaux.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Émile Picard** présente en ces termes à l'Académie l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1938 :

Diverses modifications ont été faites dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1938, parmi lesquelles je signale une étude sur les Calendriers, ainsi que des tableaux relatifs à l'intensité de la pesanteur en divers lieux, et aux éléments magnétiques dans nos possessions françaises d'Afrique. En Astronomie, j'indique les notes sur les *Comètes* et les *petites Planètes*.

Comme dans toutes les années paires, un chapitre est consacré aux *Données physiques et chimiques*. De nombreux articles ont été complétés ou refaits, particulièrement par les soins de M. Charles Fabry. Il a paru utile de donner des explications sur quelques notions théoriques récemment introduites en *Physique* et *Physico-Chimie*. On trouvera aussi divers développements sur l'Électro-Optique et la Magnéto-Optique.

En Mécanique, une note sur l'homogénéité et la similitude précède les articles sur l'*Élasticité* et la *Résistance des matériaux*, ce dernier fournissant des données relatives à des matériaux métalliques ou non.

L'Annuaire contient deux Notices, l'une sur les *Atmosphères des Planètes*, par M. Charles Fabry; l'autre sur les *Réseaux modernes de nivellement*, par M. Jean Vignal.

Une table des Notices de l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* de 1911 à 1938 termine le volume.

M. Émile Picard, en présentant à l'Académie un *Catalogue de l'Observatoire d'Abbadia*, s'exprime comme il suit :

Je dépose sur le Bureau un *Catalogue de l'Observatoire d'Abbadia résumant dix années d'observations* (1920-1930). On a ici le résultat de 55466 observations en ascension droite et de 55477 observations en déclinaison. En moyenne, chacune des étoiles a été observée 39 fois. Tous ceux qui s'occupent d'astronomie de position connaissent l'habileté des observateurs d'Abbadia et le soin extrême qu'ils apportent dans les calculs de réduction. On s'est d'ailleurs conformé aux recommandations faites à diverses époques par les Congrès internationaux d'Astronomie. La zone d'observations est comprise entre $+46°$ et $-26°$ de déclinaison.

On emploie toujours à Abbadia le chronographe régularisé par un pendule conique, imaginé jadis par le Père Verschaffel, et qui est l'ancêtre de tous les chronographes imprimants utilisés aujourd'hui dans les Observatoires.

Quant à l'appareil employé pour le calcul des réfractions, il est celui imaginé en 1923 par M. l'abbé Calot, permettant de faire en une heure les calculs que l'on faisait autrefois par logarithmes en un jour. Je rappelle encore qu'à Abbadia, dans les premiers Catalogues d'étoiles fondamentales, on se servait de la constante de la réfraction $60'',154$, mais que plus récemment on a adopté la constante $60'',615$ convenant mieux au climat de Hendaye.

HISTOIRE DES SCIENCES. — *Les Archives de l'Académie des Sciences et l'Index biographique de ses Membres et Correspondants de 1666 à 1937.* Note de M. **Alfred Lacroix.**

L'Annuaire de l'Académie des Sciences pour 1938 présente une innovation importante. Le volume de son *Index biographique* a doublé, car il ne comporte plus seulement, comme antérieurement, des documents relatifs aux Membres et Correspondants de l'*Académie des Sciences de l'Institut de France*, il remonte jusqu'à 1666, c'est-à-dire à l'année où Colbert fit une institution officielle, *l'Académie royale des Sciences*, du groupement libre de savants parisiens qui s'était formé autour du P. Mersenne et lui avait survécu.

Ainsi est réalisé, d'une façon aussi complète qu'il est possible actuellement, un dessein qui, depuis 23 ans, a été poursuivi, avec patience et continuité, celui de mettre en lumière tous ceux qui nous ont précédés à un titre quelconque et de rendre ainsi à leur mémoire l'hommage que tout corps scientifique doit à ceux, grands ou petits, qui lui ont ouvert la route. Il me paraît opportun de profiter de cette occasion pour indiquer à l'Académie quelle a été la marche de ce long effort, qui a consisté à organiser ses Archives et à les faire connaître par une publication annuelle, et aussi pour lui signaler les services rendus en cette circonstance par de dévoués collaborateurs.

Quand, en 1915, la Commission administrative a bien voulu m'autoriser à entreprendre la publication d'un Annuaire *spécial à l'Académie des Sciences*, j'ai trouvé en M. Pierre Gauja, qui venait de succéder à notre secrétaire-rédacteur, Léon Germain de Saint-Pierre, un aide d'une grande activité qui ne s'est pas démentie depuis lors. Il fut chargé de reprendre les documents publiés en 1871 par Potiquet dans son ouvrage *L'Institut National de France*, et de les mettre à jour, à l'aide des pièces se trouvant au Secrétariat de l'Institut.

Après quelques tâtonnements, le plan général de l'ouvrage a été établi et son premier volume put paraître en décembre 1916 pour l'année 1917. Depuis cette époque, presque chaque année, il a reçu quelque amélioration. On s'est attaché, en particulier, à vérifier, pour les rectifier au besoin, notamment avec l'aide des services de l'état civil, des données numériques douteuses concernant la naissance ou la mort de certains de nos prédécesseurs. Nous avons eu soin de conserver dans nos Archives les certificats

officiels et aussi toutes les correspondances échangées au cours de nos recherches de tous genres, afin de légitimer, pour l'avenir, certaines variations que l'on peut parfois constater dans l'Annuaire d'une année à une autre. Une telle précaution n'est pas inutile, ainsi qu'en témoignent quelques critiques pittoresques, qui parfois nous ont été adressées. C'est ainsi, par exemple, qu'un de nos Confrères, aujourd'hui disparu, nous a reproché de fournir des renseignements inexacts, en prenant pour exemple la date de sa naissance. Or un extrait de naissance fourni par l'état civil, et aujourd'hui annexé à son dossier, nous apprit ensuite que c'était la date, écrite de sa propre main sur l'état de renseignements que tout membre de l'Académie remplit et signe lors de sa réception, qui était inexacte.

La liste biographique une fois établie, un dossier a été ouvert au nom de chaque personne y figurant. Ainsi était repris et mené à bien un travail, commencé en 1879 par Ernest Maindron, sur l'initiative de mon illustre prédécesseur J.-B. Dumas, mais qui avait été bien vite abandonné.

Le plus grand nombre de ces dossiers ont consisté tout d'abord en une enveloppe de papier vide, mais bientôt elle allait se remplir (1). En effet, depuis 1922, le Dr Paul Dorveaux, bibliothécaire de l'École de Pharmacie, consacre sa retraite, sa compétence et son dévoûment au classement de nos Archives.

Nous avons débuté par celles de l'Académie actuelle. Là encore, E. Maindron avait commencé, en 1879, un classement méthodique, mais ce projet n'avait été qu'ébauché et un grand désordre avait été introduit dans ces documents. Aujourd'hui, une chemise est consacrée à chacune des séances tenues par l'Académie, depuis celle du 6 nivôse an IV (27 décembre 1795), c'est-à-dire depuis le début de l'activité de la Première Classe de l'Institut National créé par l'article 298 de la Constitution du 5 fructidor an III (22 août 1795).

Ces chemises renferment tous les documents conservés de ces séances, à l'exception des pièces regardant la vie académique des Membres et Correspondants, car celles-ci ont été transférées dans les dossiers individuels dont il vient d'être question. Depuis lors, ces derniers dossiers s'enrichissent de tout ce qui peut être trouvé sur l'histoire de leur destinataire.

Ce grand travail de classement une fois achevé, ce fut le tour de l'*Académie royale des Sciences*, depuis son origine; elle fut traitée de la même

(1) Pour montrer la rapidité avec laquelle a été effectué ce travail et son succès, il suffira d'indiquer qu'en 1922 ces dossiers individuels remplissaient 78 cartons et que ceux-ci s'élèvent aujourd'hui au nombre de 389.

façon que l'Académie actuelle. Mais, à la suite d'une longue période de délaissement, les lacunes y étaient devenues fort nombreuses, bien qu'à la suite d'un appel de J.-B. Dumas beaucoup de documents qui en provenaient y fussent revenus. Heureusement nous possédons 109 gros volumes in-folio, reliés, des *Procès-verbaux* de l'Académie rédigés depuis sa première séance (22 décembre 1666) par les Secrétaires perpétuels successifs [J.-B. du Hamel (1666), Fontenelle (1697), Dortous de Mairan (1741), Grandjean de Fouchy (1743) et enfin Condorcet (1776)] et accompagnés souvent du plumitif écrit de la main de ceux-ci ; ils contiennent aussi la copie de nombreux rapports restés inédits.

En 1931, a paru une liste conçue sur le même plan que celle de l'*Annuaire* de 1917, et préparée par M. Dorveaux. Pour les Membres, les documents ont été fournis surtout par les nomenclatures successivement publiées par J.-B. du Hamel (1698), par Fontenelle (1733) et enfin par Grandjean de Fouchy (1774); l'*Almanach royal*, depuis 1711 et la *Connaissance des Temps*, à partir de 1729, ont donné également chaque année l'énumération des Académiciens, mais ce ne fut qu'à partir de 1748 que le nom des Correspondants a paru dans la *Connaissance des Temps*. En ce qui concerne la période antérieure à cette date, de très grandes difficultés furent rencontrées, qui n'ont pu être toutes surmontées. Ainsi s'expliquent pourquoi des trous trop nombreux sont restés au sujet de ces anciens Correspondants. Pour cette période, il n'existait pas d'*état civil*, il a fallu, pour les Français, faire des recherches dans les *Registres paroissiaux*, où sont mentionnées les naissances et les décès, mais il n'a pas été toujours possible de les retrouver ou de les exploiter. Il a paru cependant nécessaire de publier cette documentation incomplète, mais en mettant bien en évidence ses lacunes, afin d'appeler sur elles l'attention des érudits. Cette mesure s'est montrée d'une grande efficacité, ainsi qu'il est facile de le constater en comparant l'*Annuaire* pour 1938 à la publication provisoire de 1931.

Une dernière étape de notre programme a consisté à chercher à nous procurer, pour chaque personnage, au moins une pièce autographe et une documentation iconographique suffisante, et à les joindre à ce que nos Archives possédaient déjà.

Pour cela une vaste et longue enquête (¹) a été menée, aussi bien à l'Étranger qu'en France, en nous adressant aux Académies, aux autres Sociétés Savantes, aux grands Établissements scientifiques (Universités,

(¹) Pour cette enquête, Mmes de Lambertye et Pierre Gauja nous ont rendu des services appréciés.

Facultés des Sciences ou de Médecine, Observatoires, Musées d'Histoire naturelle et des Beaux-Arts, Bibliothèques, Archives, Laboratoires, Jardins botaniques etc.), aux ordres religieux, aux Services militaires et maritimes, dont ont fait partie et où ont travaillé les personnages considérés.

L'Académie doit une grande reconnaissance au personnel compétent de toutes ces collectivités, qui ont répondu à notre appel avec un empressement remarquable. Je citerai d'une façon spéciale la Bibliothèque Nationale, à Paris, et, à Londres, la Société Royale, dont tant de Membres sont ou ont été des nôtres.

Une tâche plus difficile, mais qui souvent a conduit à des résultats intéressants, a consisté à rechercher dans le présent les descendants de nos anciens Membres et Correspondants et à obtenir d'eux des documents se rapportant à leurs ancêtres. Une particulière mention est due à M. B. Ramond-Gontaut, qui nous a donné des autographes des cinq de Jussieu, et encore des lettres à eux adressées par un grand nombre de savants du XVIII[e] siècle et du début du suivant. Ainsi ont été satisfaits beaucoup de desiderata de nos Archives.

Enfin des collectionneurs et le Commerce nous ont procuré quelques autographes et des portraits. D'autres images ont été trouvées dans des ouvrages; elles en ont été extraites ou ont été reproduites par la photographie (1).

Dans l'Annuaire la nature des documents possédés est indiquée par des sigles [Portraits (P), Autographes (A), Médailles (M)].

Les médailles ont été groupées dans un *médaillier* devenu, lui aussi, rapidement important. Il est consacré non seulement au personnel de l'Académie, mais encore à des commémorations intéressant les diverses Académies de l'Institut de France, les Établissements scientifiques, les Sociétés savantes de France et de l'Étranger, etc.

Enfin, on ne s'est pas contenté, comme pour les Annuaires précédents, de donner des dates concernant la vie et la carrière académique de chaque intéressé, on y a ajouté quelques mots rappelant leur discipline favorite, la fonction principale remplie par eux, les parentés entre Académiciens, les

---

(1) Les Archives de l'Académie renferment aussi d'importants manuscrits de plusieurs savants et non des moindres, qui sont conservés à part : André-Marie Ampère, Biot, Boussinesq, Chasles, Duhem, J.-B. Dumas, Lavoisier, Priestley, Réaumur et bien d'autres.

La Bibliothèque de l'Institut possède aussi des manuscrits et lettres autographes de membres de l'Académie dont beaucoup lui ont été donnés par notre Compagnie avant l'organisation de ses Archives.

diverses Académies de France dont ils ont fait partie, enfin les Éloges et Notices dont ils ont été l'objet, mais limités à ceux ayant paru dans les publications de notre Compagnie.

En définitive, c'est une brève vue d'ensemble sur 272 années d'activité académique.

Le tableau suivant résume l'état des documents contenus dans l'ensemble des dossiers individuels et les vides qu'il serait désirable de combler.

Savants ayant appartenu à l'Académie de 1666 à 1937 :		L'Académie possède		
Membres.	Correspondants.	Autographes	Portraits	Médailles
992	1079	pour 1598	pour 1597	pour 310
		Elle en recherche		
2071		pour 473	pour 474	

Au nom de l'Académie, ses Secrétaires perpétuels tiennent à remercier, non seulement tous les collaborateurs proches ou lointains indiqués dans cette Note, mais aussi l'Imprimerie Gauthier-Villars qui, comme de coutume, a donné tous ses soins à cette publication : elle a apporté une exactitude mathématique à son achèvement et à sa livraison qui, pour la vingt-deuxième fois, vient d'être effectuée à la date fixée, le 30 décembre, sans une heure de retard.

Qu'il nous soit permis, en terminant, de faire un appel très pressant à nos Confrères, à nos Correspondants, à tous ceux qui s'intéressent à l'histoire des sciences, en leur demandant de contribuer à perfectionner et à compléter cette entreprise, soit en signalant des imperfections qui ont pu s'y glisser, soit en apportant à l'Académie de nouveaux documents de tous genres.

C'est d'ailleurs pour eux que nous avons travaillé. Les Archives de l'Académie ne sont pas un Campo santo seulement consacré au culte des morts, c'est un milieu bien vivant, où commencent à affluer les chercheurs, assurés qu'ils sont d'y trouver bon accueil et des facilités pour leurs études.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le dimère de l'aldéhyde crotonique. Hydrogénation de l'acide correspondant et transposition de sa double liaison par le nickel.* Note de MM. **Marcel Delépine** et **Alain Horeau**.

L'un de nous [1] a montré que l'aldéhyde crotonique $C^{4}H^{6}O$ donne, sous l'influence des acides forts, un dimère $C^{8}H^{12}O^{2}$ auquel il a attribué la

(1) M. Delépine, *Comptes rendus*, **150**, 1910, p. 394 et 535; *Ann. Chim. et Phys.*, 8e série, **16**, 1909, p. 136; **20**, 1910, p. 389.

formule de constitution I. Cette formule, bien qu'infiniment plausible, méritait cependant une confirmation.

Nous avions cru pouvoir en trouver une en transformant l'acide correspondant $C^8H^{12}O^3$, II, en l'acide dihydrogéné $C^8H^{14}O^3$, IV, qui eût pu se trouver identique à l'un des isomères issus de l'hydrogénation de l'acide III, préparé antérieurement par Fargher et Perkin ([2]) et dont la constitution, en raison de son mode de préparation, paraît certaine. Malgré les isoméries d'ordre stéréochimique qui pouvaient surgir, nous avons fait les expériences (il y a possibilité de 4 racémiques pour la formule IV).

$CHO-C{=}CH-CH^2$
$CH^3-CH-O-CH-CH^3$
I. Aldéhyde $C^8H^{12}O^2$.

$CO^2H-C{=}CH-CH^2$
$CH^3-CH-O-CH-CH^3$
II. Acide $C^8H^{12}O^3$.

$CO^2H-C-CH^2-CH^2$
$CH^3-C-O-CH-CH^3$
III. Acide de Fargher et Perkin.

$CO^2H-CH-CH^2-CH^2$
$CH^3-CH-O-CH-CH^3$
IV. Acide dihydrogéné $C^8H^{14}O^3$.

Nous n'avons pas atteint notre but par cette voie, pour la bonne raison que l'acide III ne s'est pas hydrogéné du tout dans nos conditions expérimentales : hydrogénation du sel de sodium légèrement alcalin, en présence de nickel Raney. Mais, par contre, nos tentatives nous y ont conduits d'une façon inespérée par suite d'un phénomène tout spécial, à savoir que le nickel, tout en hydrogénant bien l'acide II, l'isomérise en partie en l'acide III. C'est une nouvelle propriété bien inattendue à l'actif de cet agent catalytique, à ajouter à celles que nous avons déjà fait connaître; cela prouve aussi, en même temps, que lors des hydrogénations on n'est pas à l'abri de modifications intramoléculaires sur lesquelles l'attention doit être attirée. Naturellement, l'obtention de l'acide III à partir de l'acide II résout la question de la constitution de ce dernier, laquelle est bien celle qui avait été supposée.

L'hydrogénation de l'acide II se fait avec un déficit d'absorption de l'ordre du dixième; c'est ce qui a attiré notre attention. L'acidification du liquide d'hydrogénation donne d'abord un peu d'un acide moins soluble qui est précisément l'acide de Fargher et Perkin, fusible à 124°, acide caractérisé par sa facile décomposition en gaz carbonique (à 160-170°) et diméthyl-dihydro-pyran.

Quant à l'acide dihydrogéné IV, c'est un corps très bien cristallisé,

([2]) *J. Chem. Soc.*, 105, 1914, p. 1353.

fusible à 91°; il est accompagné de petites quantités d'acide huileux, peut-être un des autres stéréoisomères prévus. Il distille sans décomposition.

On pouvait se demander si l'acide de Fargher et Perkin ne préexistait pas dans l'acide initial. On se convainc aisément que non, en ce sens que ce dernier, chauffé à 160-170°, ne donne pas trace de gaz carbonique. On pouvait se demander encore si la présence de l'hydrogène est nécessaire pour l'isomérisation. L'expérience montre que non : il suffit d'agiter la solution du sel de sodium de l'acide du dimère de l'aldéhyde crotonique avec du nickel pour constater la transformation : après 1 heure, elle a été trouvée de 3,5 pour 100; après 6 heures, de 21 pour 100, ceci à la température ordinaire. Si l'on opère au bain-marie bouillant, on atteint 60 pour 100 en 1 heure. On vérifie ces teneurs par la mesure du CO^2 formé par chauffage à 160-170° en tube scellé.

Enfin, comme on a opéré en présence d'un petit excès de soude, on a vérifié que la soude seule, sans nickel, ne produit pas d'isomérisation en l'espace de 6 heures à la température ordinaire. Il s'agit donc bien d'un transport de la double liaison, activé par le nickel réduit. Les détails seront publiés dans un autre Recueil.

RELATIVITÉ. — *Sur la possibilité de vérifier expérimentalement la relation $\nu = \nu_0\sqrt{1-\beta^2}$ de la relativité restreinte.* Note (¹) de M. **Charles-Eugène Guye.**

On sait que le principe de relativité restreinte a pu être expérimentalement vérifié par les conséquences qui en résultent pour la dynamique de l'électron, dans le cas des électrons cathodiques de grande vitesse et dans celui des électrons (β) du radium. Mais la relation $\nu = \nu_0\sqrt{1-\beta^2}$ (marche des horloges) n'a pu jusqu'ici faire l'objet d'aucune vérification expérimentale directe.

En 1907, Einstein avait cependant indiqué déjà une méthode basée sur l'analyse spectrale de la lumière émise par les rayons canaux; elle conduisait à la relation approchée $\nu_0 - \nu/\nu_0 = \beta^2/2$ (²).

Malheureusement la lumière émise par les rayons canaux semble provenir en grande partie du choc des ions positifs contre les molécules du gaz résiduel et les émetteurs de lumière, comme on a pu le constater depuis par

(¹) Séance du 27 décembre 1937.

(²) A. Einstein, *Annalen der Physik* (4 te. Folge), Band 23, 1907, p. 197.

l'effet Doppler-Fizeau, ont alors les vitesses les plus diverses, vraisemblablement du fait même de ces chocs,

Il nous a semblé que les progrès considérables réalisés au cours de ces dernières années, notamment dans l'accélération des ions positifs (cyclotrons, etc.) et dans les procédés de détection des raies spectrales, justifiaient de nouveaux espoirs. Sans nous dissimuler les difficultés expérimentales que ces recherches rencontreront, il nous paraît utile d'indiquer ici le *principe de deux méthodes nouvelles*, susceptibles, croyons-nous, de conduire à des résultats positifs dans un avenir plus ou moins proche.

Méthode de diffusion moléculaire. — De façon générale supposons qu'un observateur A envoie sur un faisceau d'ions positifs B une radiation de fréquence ν_0; les ions se déplaçant par rapport à lui, normalement à la direction AB, avec une vitesse β. Pour un observateur fictif lié à B, la fréquence de la radiation incidente sera $\nu' = \nu_0\sqrt{1-\beta^2}$; et il en sera de même pour lui de la radiation émise par diffusion ([3]). Mais, pour l'observateur A, qui analyse au spectroscope la lumière diffusée par B, la fréquence observée sera $\nu'' = \nu_0(1-\beta^2)$.

En passant des fréquences aux longueurs d'ondulation, nous aurions

$$\lambda' - \lambda_0 = \left[1 - \sqrt{1-\beta^2}\right]\lambda', \tag{2}$$

$$\lambda'' - \lambda_0 = \beta^2\lambda''. \tag{3}$$

L'expérience consisterait donc à comparer sur un même spectrogramme la position de la raie diffusée par les ions positifs en mouvement à celle diffusée par les molécules du gaz résiduel que l'on peut considérer comme pratiquement immobiles. Mais le calcul montre que la densité du gaz résiduel (nombre de molécules au cm³) reste très grande relativement à celle des ions positifs qui composent le faisceau; et cela, même pour des vides très élevés. Il en résulte d'abord que les raies diffusées seront très faibles et que la raie diffusée par les ions en mouvement sera vraisemblablement plus faible encore. Indépendamment d'un vide élevé qui supprime pratiquement les chocs perturbateurs entre ions et gaz résiduel, il conviendra

(3) On sait que dans la théorie électromagnétique, comme dans la théorie quantique, la diffusion moléculaire a le caractère d'une réémission d'ondes ou de photons. En outre dans le spectre de diffusion, la radiation la plus intense est généralement celle dont la longueur d'onde n'est pas modifiée; les raies Raman et autres étant incomparablement plus faibles.

donc de donner au faisceau d'ions positifs une densité aussi grande que possible, et de disposer d'un éclairage extrêmement puissant, combiné avec des poses photographiques de très longue durée. Ces difficultés suggèrent l'emploi d'une seconde méthode, apparemment plus avantageuse.

Méthode de résonance. — Soit λ_r une radiation que l'ion positif est susceptible d'émettre par résonance. Choisissons une longueur d'onde excitatrice λ_0 plus courte d'un ou deux angstroms, par exemple, et réglons la vitesse β des ions positifs par le champ accélérateur jusqu'à ce que l'on ait

$$\lambda_0 = \lambda_r\sqrt{1-\beta^2}.$$

Dans ce cas les ions positifs en mouvement devront seuls s'illuminer par résonance, alors que les molécules du gaz résiduel, quoique beaucoup plus nombreuses, ne renverront à l'observateur A qu'une faible radiation non modifiée λ_0.

A titre d'indication, voici quelles seraient les valeurs de β^2 et de $\lambda'' - \lambda_0$ pour diverses sortes d'ions positifs et pour une radiation excitatrice $\lambda_0 = 3000$ Å; l'énergie cinétique communiquée aux ions étant de deux millions d'électrons-volts par charge élémentaire [1].

	β^2.	$\lambda''-\lambda_0$.		β^2.	$\lambda''-\lambda^0$.
(Proton) P_1^1	0,00429	12,87 Å	He_+^4	0,00107	3,22 Å
(Deutéron) D_1^2 ...	0,00215	6,44 Å	He_{++}^4	0,00215	6,44 Å
(H_{++}^2)	0,00429	12,87 Å	Na_+^{23}	0,000186	0,56 Å

On voit que les différences $\lambda'' - \lambda_0$ sont de celles que l'on décèle aisément dans les conditions ordinaires de la spectroscopie. Malgré cela, l'application de ces méthodes demeure, sinon impossible du moins extrêmement délicate, à cause de la faible densité qu'ont encore les courants d'ions positifs accélérés, courants dont la technique est comme on sait en pleine évolution. Nous reviendrons ailleurs plus en détail sur ces difficultés et notamment sur le choix des ions qui semblent les plus avantageux.

---

[1] Les valeurs de β^2 s'obtiennent par la relation $(n\varepsilon)U = 1/2(\mu)v^2$; $(n\varepsilon)$ charge de l'ion positif; U potentiel accélérateur; (μ) masse cinétique de l'ion positif, à peine différente de la masse au repos pour les vitesses envisagées.

CORRESPONDANCE.

M. le SECRÉTAIRE PERPÉTUEL signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° GERARD DELANGHE. *Leçons sur la Mécanique et la Résistance des matériaux, appliquées aux moteurs à combustion interne* (présenté par M. Léon Guillet).

2° CHARLES GODARD. *La chaudière de la locomotive* (présenté par M. Léon Guillet).

CALCUL DES VARIATIONS. — *Sur les intégrales multiples du calcul des variations.* Note de M. PAUL GILLIS, présentée par M. Jacques Hadamard.

Considérons le problème

$$(1)\qquad I[z^\alpha]=\int_{D_n} F[x^i;\, z^\alpha(x^i);\, z_i^\alpha(x^i);\, \ldots;\, z^\alpha_{i_1\ldots i_q}(x^i)]\, d(x^i)=\min. \quad (^1)$$

$$(\alpha=1,\,2,\,\ldots,\,m;\; i=i_1=\ldots=i_q=1,\,2,\,\ldots,\,n;\; n\geqq 2),$$

où nous supposons la fonction F, ainsi que ses dérivées partielles du second ordre par rapport aux z^α, ..., $z^\alpha_{i_1\ldots i_q}$, définie en tout point de D_n et pour tout système de valeurs réelles des z^α, ..., $z^\alpha_{i_1\ldots i_q}$.

Nous appellerons le problème (1) *régulier* lorsque la condition

$$(2)\qquad F_{z^\alpha z^\beta}\zeta^\alpha\zeta^\beta+F_{z^\alpha z_i^\beta}\zeta^\alpha\zeta_i^\beta+\ldots+F_{z^\alpha_{i_1\ldots i_q} z^\beta_{j_1\ldots j_q}}\zeta^\alpha_{i_1\ldots i_q}\zeta^\beta_{j_1\ldots j_q}>0 \quad (^2)$$

$$(\beta=1,\,2,\,\ldots,\,m;\; j_1=j_2=\ldots=j_q=1,\,2,\,\ldots,\,n)$$

---

(1) Nous désignons par D_n un domaine borné convexe à n dimensions de l'espace euclidien à n dimensions; nous écrivons $F[x^i,\, z^\alpha(x^i),\, z_i^\alpha(x^i),\, \ldots]\, d(x^i)$ pour

$$F\left[x^1,\, x^2,\, \ldots,\, x^n;\; z^1(x^1,\, \ldots,\, x^n),\, \ldots,\, z^m(x^1,\, \ldots,\, x^n);\; \frac{\partial z^1}{\partial x^1},\, \cdots\right] dx^1\, dx^2 \ldots dx^n.$$

(2) Le premier membre de cette inégalité est la forme quadratique figurant sous le signe intégrale de la variation seconde de (1). On pourrait, sans doute, à l'aide de méthodes de réduction bien connues, se borner à supposer définie la forme constituée par les seuls termes où figurent les dérivées d'ordre le plus élevé de ζ. C'est un point que nous laissons de côté pour simplifier l'exposé.

est remplie en tout point de D_n, les m fonctions arbitraires $\zeta^\alpha(x^i)$ n'étant pas toutes identiquement nulles dans ce domaine.

Nous avons :

Théorème d'unicité. — *Étant donné les valeurs des z^α et de leurs dérivées jusqu'à l'ordre $q-1$ sur D_{n-1} (frontière de D_n), le problème* (1), *supposé régulier, ne peut admettre plus d'une solution.*

La *méthode directe* que nous avons utilisée pour démontrer l'existence de la solution [3], est basée sur un lemme, qui a trait à la *semi-continuité* de l'intégrale (1) et que nous pouvons énoncer comme suit :

Soient m suites de fonctions de classe L^{q-1} [4]

$$u^{\alpha.l}(x^i) \qquad (\alpha=1,2,\ldots,m;\; l=1,2,\ldots,\infty);$$

si chaque suite $u^{\alpha.1}, u^{\alpha.2}, \ldots, u^{\alpha.l}, \ldots$ *converge uniformément, ainsi que les suites dérivées* $u_i^{\alpha.l}, \ldots, u^{\alpha.l}_{i_1\ldots i_{q-1}}$, *respectivement vers une fonction* $u^\alpha(x^i)$, *de classe* L^{q-1}, *et ses dérivées* $u_i^\alpha, \ldots, u^\alpha_{i_1\ldots i_{q-1}}$, *dans le domaine* D_n, *il vient*

$$\liminf_{l=\infty}\int_{D_n} F[x^i, u^{\alpha.l}, \ldots, u^{\alpha.l}_{i_1\ldots i_q}]\, d(x^i) \geqq \int_{D_n} F[x^i, u^\alpha, \ldots, u^\alpha_{i_1\ldots i_q}]\, d(x^i),$$

la condition (2) *étant remplie.*

Remarques. — 1° Pour démontrer cette propriété il est supposé que le domaine D_n, borné, puisse être approché d'aussi près que l'on veut par un nombre fini d'hypercubes à n dimensions.

2° Lorsque (1) se réduit à

$$(3) \qquad I[z] = \int_{D_2} F[x^1, x^2, z_{x^1}(x^1, x^2), z_{x^2}(x^1, x^2)]\, dx^1\, dx^2 = \min,$$

la condition (2) peut être remplacée par les suivantes

$$(4) \qquad F_{z_{x^1}z_{x^1}} > 0, \qquad F_{z_{x^1}z_{x^1}} F_{z_{x^2}z_{x^2}} - F^2_{z_{x^1}z_{x^2}} > 0,$$

supposées vérifiées en tout point de D_2.

Le théorème d'existence que nous formulerons, afin de n'avoir pas à introduire certaines définitions, trop longues à énumérer ici, concernant

---

(3) M. Hadamard (*Mémoires des Savants étrangers*, 33, 1908) a indiqué, pour démontrer le théorème d'existence et d'unicité relatif aux intégrales simples, une méthode différente (qui a l'avantage de fournir une construction au moins théorique de la solution). L'extension de cette méthode aux intégrales multiples reste à étudier.

(4) C'est-à-dire dont les dérivées d'ordre $q-1$ vérifient une condition de Lipschitz.

les frontières des domaines à n dimensions, pour le problème (3), peut s'énoncer comme suit :

Soient D_2 un domaine de classe B ([5]) *et $f(s)$ la suite continue de valeurs données sur la frontière D_1 ; nous supposons de plus que*

$$|f(s) - f(t)| > A r_{st} \qquad (A = \text{const.}),$$

s et t étant deux points quelconques de D_1, r_{st} leur distance. Les conditions (4) $\left[\textit{ou, si la quantité sous } \int \textit{contient, en outre, explicitement } z\textit{, la condition } (2)\right]$ *étant remplies, il existe une fonction $z(x^1_2 x^2)$ de classe L^0* ([6])*, prenant sur D_1 les valeurs données et réalisant le minimum de* (3) *relativement à l'ensemble des fonctions de classe L^0, prenant sur D_1 les mêmes valeurs.*

Un théorème, en tous points analogue au précédent, existe pour le cas général (1).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Un cas particulier du problème de Dirichlet pour une couronne circulaire.* Note de M. **Alfred Liénard**, présentée par M. Henri Villat.

Au cours de recherches pour un autre problème j'ai eu à étudier un cas particulier du problème de Dirichlet pour une couronne circulaire considérée comme une surface de Riemann où l'angle polaire θ peut varier de $-\infty$ à $+\infty$.

Soient r_i et r_e les rayons intérieur et extérieur de la couronne, $V(r, \theta) + iW(r, \theta)$ une fonction analytique définie par les valeurs $V_i(\theta)$ et $V_e(\theta)$ sur les circonférences frontières. On suppose que l'on a identiquement

$$V_i(\theta + 2\pi) = mV_i(\theta), \qquad V_e(\theta + 2\pi) = mV_e(\theta).$$

La question à résoudre était la suivante : existe-t-il ou non une fonction $V + iW$ qui se reproduise multipliée par m comme le font V_i et V_e lorsque θ s'accroît de 2π, r restant inchangé ?

Introduisons les fonctions

$$z = \frac{\pi}{\mathcal{L}\frac{r_e}{r_i}}\left[\theta - i\mathcal{L}\frac{r}{r_i}\right] \qquad \text{et} \qquad Z = e^z,$$

([5]) *Cf.* Lichtenstein, *Neuere Entwicklung der Potentialtheorie* (*Encyklopädie der Mathematischen Wissenschaften*, II C. **3**, 1918, p. 185).

([6]) C'est-à-dire, vérifiant une condition de Lipschitz.

qui donnent respectivement la représentation conforme de la surface de Riemann sur un ruban indéfini de largeur π du plan des z et sur le demi-plan $Y < 0$. Lorsque θ varie de 2π, x varie de

$$2a = \frac{2\pi^2}{\mathcal{L}\,\frac{r_e}{r_i}}.$$

La réponse à la question posée est alors la suivante :

1° Si m est négatif ou si, étant positif, il diffère d'une puissance entière e^{2ka} de e^{2a} [$k \gtreqless 0$], il existe une solution $V + iW$ et une seule du problème posé.

2° Si au contraire $m = e^{2ka}$, il n'existe de solution que si les quotients

$$\frac{V_i(\theta)}{Z^k_{r=r_i}} \quad \text{et} \quad \frac{V_e(\theta)}{Z^k_{r=r_e}},$$

quotients qui sont des fonctions périodiques de θ, admettent dans la période 2π la même valeur moyenne, c'est-à-dire si

$$(1) \qquad \operatorname{moy} \frac{V_i(\theta)}{e^{k\frac{\pi\theta}{\mathcal{L}\frac{r_e}{r_i}}}} = (-1)^k \operatorname{moy} \frac{V_e(\theta)}{e^{k\frac{\pi\theta}{\mathcal{L}\frac{r_e}{r_i}}}}.$$

Si la condition (1) est satisfaite, non seulement le problème admet une solution, mais il en admet une infinité, car on obtient une nouvelle solution en ajoutant à une solution quelconque un terme

$$\lambda i Z^k \quad (\lambda \text{ réel})$$

dont la partie réelle est nulle pour $r = r_i$ et $r = r_e$ et qui se reproduit bien multiplié par e^{2ka} ou m quand θ augmente de 2π.

Schœnfliess a établi un théorème remarquable en vertu duquel, dans des conditions très générales, un problème qui ne peut admettre plus d'une solution en admet forcément une. Il se trouve qu'il en est de même ici, bien que le théorème de Schœnfliess ne soit pas applicable, *ipso facto*, aux problèmes dépendant d'équations différentielles.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Quelques propriétés des fonctions sous-harmoniques et du balayage*. Note [1] de M. **Marcel Brelot**.

1. Considérons dans un domaine borné Δ de l'espace à $n \geq 2$ dim., une fonction sous-harmonique u et un domaine D complètement intérieur,

---

[1] Séance du 27 décembre 1937.

de frontière F avec ensemble F_1 des points irréguliers. On notera u^* et $\bar{u}$ la plus petite, respectivement la meilleure majorante harmonique de u dans D.

Désignons par $(-\mu)$ la fonction additive d'ensemble [2] (mes. B), distribution de masses $\leqq 0$ dans Δ, telle que, dans tout domaine complètement intérieur, le potentiel des masses incluses n'y diffère de u que d'une fonction harmonique. Il résulte aussitôt de la démonstration de Frostman [3] de l'identité $u^* = \bar{u}$ pour D domaine de Dirichlet, en la reprenant pour un domaine D quelconque, que

$$\bar{u}(M) - u^*(M) = \int_F G(M, P)\, d\mu_P = \int_{F_1} G(M, P)\, d\mu_P$$

[G(M, P) fonction de Green de D, prolongée pour M fixé dans D, en fonction sous-harmonique dans Δ, nulle dans $\Delta - (D + \Sigma)$].

En considérant F_1 comme limite de l'ensemble des points P de F où $G(M, P) > 1/n$ (M fixé dans D), il vient :

Théorème I. — *Pour que $u^* = \bar{u}$, il faut et il suffit que F_1 porte une masse nulle dans la distribution $(-\mu)$.*

Corollaire 1. — *Si $u^* = \bar{u}$, tout point frontière irrégulier porte une masse nulle, c'est-à-dire est de flux nul relativement à u.*

Corollaire 2. — *Si u est finie en tout point irrégulier, $u^* = \bar{u}$.*

Car, d'après Frostman [4], il ne peut alors y avoir de masse sur l'ensemble des points irréguliers qui est de capacité nulle.

2. *Balayage.* — Considérons une distribution $(-\mu)$ de masses $\leqq 0$ (fct. d'ens. mes. B) dans le domaine borné D. Soit v le potentiel. On balaie selon le procédé Poincaré-De la Vallée Poussin. D'où une distribution $(-\nu)$ de masses $\leqq 0$, seulement sur F, donnant le potentiel w. D'abord, dans D, $w \geqq v^*$. De plus [5], aux points réguliers de F, $w = v$, ce qui entraîne [6] $\bar{w} = \bar{v}$. D'après le théorème I, $v^* = \bar{v}$, donc $w = \bar{w}$, de sorte que d'après le même théorème I, dans la distribution $(-\nu)$ il n'y a pas de masse sur F_1. Autrement dit :

---

(2) En un sens un peu généralisé, car elle n'est définie que pour les ensembles complètement intérieurs. Voir T. Rado, *Subharmonic Functions*, Berlin, 1937, p. 42.

(3) O. Frostman, *Acta Mathematica* (Szeged), 8, IV, 1937, p. 202.

(4) O. Frostman, *Thèse*, Lund, 1935, p. 83.

(5) G. C. Evans, *Transact. of the Amer. Math. Soc.*, 38, 1935, p. 227.

(6) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 457, théorème III.

Théorème II. — *Le balayage dans* D *n'apporte pas de masses sur l'ensemble des points irréguliers de la frontière*, et cela s'étend aussitôt à une distribution des masses de signes quelconques (à variation bornée).

3. Les résultats récents de Keldych et Lavrentieff ([7]) attirent l'attention sur l'approximation par l'extérieur d'un domaine borné au sujet du problème de Dirichlet. Considérons relativement à Δ, u et D, une suite de domaines emboîtés δ_n ($\delta_{n+1} \subset \delta_n$) réguliers, contenant D et sa frontière, complètement intérieurs à Δ, et tels que tout point extérieur à D finisse par rester extérieur à δ_n. La meilleure majorante harmonique de u dans δ_n a une limite harmonique u^0 (majorante harmonique externe) indépendante de la suite des δ_n.

Théorème III. — *Considérons toutes les fonctions* φ, s. h. *dans* D, *telles que les fonctions* (φ, u) (*égales à* φ *dans* D, *à* u *ailleurs dans* Δ) *puissent être modifiées sur* F *de manière à devenir* s. h. *dans* Δ. *L'enveloppe supérieure des* φ (*égale à la borne supérieure en chaque point*) *est* u^0, *de la même famille, et au moins égale à la fonction* V *définie antérieurement* ([8]) (Dém. sans représentation potentielle).

4. Indépendamment de ce qui précède, remarquons comment on démontre en quelques mots le théorème central d'une Note récente de Vasilesco ([9]) qui peut s'exprimer ainsi : toute fonction harmonique u au voisinage d'un ensemble E borné fermé de capacité nulle et bornée supérieurement est, à une fonction près harmonique même sur E, le potentiel de masses $\leqq 0$ distribuées sur E. En effet, u peut être (de manière unique) définie sur E de façon à être s. h. au voisinage de E, E inclus ([10]). La représentation potentielle de Riesz-Evans donne aussitôt le théorème, en remarquant [comme Evans ([11]) dans une question voisine], qu'elle n'introduit aucune masse là ou u est harmonique. Il y a même *unicité* de la distribution de masses $\leqq 0$ sur E. Les autres théorèmes de la Note en question se déduisent immédiatement du précédent, en raisonnant comme Evans (*loc. cit.*).

([7]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1788.

([8]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 457, théorème IV.

([9]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 214.

([10]) Étude des fonctions sous-harmoniques au voisinage d'un point (*Actualités sc. et ind.*, Paris, 139, 1934, p. 31).

([11]) *Trans. of the Am. Math. Soc.*, 37, 1934, p. 31.

ÉLASTICITÉ. — *L'analogie électrique comme méthode auxiliaire de la photoélasticité.* Note de M. LUCIEN MALAVARD, présentée par M. Henri Villat.

On sait que, dans un problème élastique plan, la photoélasticité donne directement la différence des contraintes principales $N_1 - N_2$. Pour avoir la somme $N_1 + N_2$ on utilise diverses méthodes auxiliaires, numériques et graphiques, et aussi des méthodes expérimentales.

Comme $N_1 + N_2$ est une fonction harmonique, il est possible de l'identifier avec le potentiel Φ d'une répartition plane de courants électriques et de baser sur cette analogie électrique des procédés de détermination de $N_1 + N_2$. Une telle possibilité a été plusieurs fois signalée : ainsi par M. Larras dans une étude, pour laquelle j'ai collaboré avec lui (¹), sur l'application de l'analogie électrique au problème du clapotis, plus récemment par M. Villey, dans la préface d'un intéressant travail de M. Supper (²) développant une méthode toute différente pour la détermination de $N_1 + N_2$ (méthode apsidométrique).

J'ai entrepris un ensemble de réalisations sur l'application des analogies électriques aux problèmes d'élasticité et je donne ici quelques résultats.

Mon *calculateur d'ailes* s'adapte à la détermination d'un potentiel harmonique défini par des données aux limites qui peuvent concerner : *a.* le potentiel Φ; *b.* sa dérivée $d\Phi/dn$; *c.* une combinaison $\Phi + k\,d\Phi/dn$ (k pouvant varier aux divers points du contour et ayant un signe convenable) et qui peuvent se rapporter à tous problèmes mixtes correspondants : pour le problème de l'aile on a un problème mixte *a*, *c*.

Dans la détermination de $N_1 + N_2$, on a en général les données *a*. (à la frontière on connait N_1 et N_2), la réalisation est donc très analogue à celle que j'avais suivie pour la solution du problème du clapotis posé par M. Larras : le domaine dans lequel on cherche à définir $N_1 + N_2$ (aire de la plaque) est représenté par une région du bassin limitée par un moulage en paraffine portant des électrodes dont on réglera les potentiels à des valeurs proportionnelles à celles, connues au contour, de $N_1 + N_2$. Le

---

(¹) J. LARRAS, *Annales des Ponts et Chaussées*, XIII, 1936, p. 207; L. MALAVARD, *ibid.*, XIV, 1936, p. 226.

(²) H. SUPPER, *Photoélasticimétrie et Apsidométrie* (*Public. Sc. et Tech. du Ministère de l'Air*, 106, 1937).

réglage de ces potentiels et le relevé des lignes $N_1 + N_2$ constant sont très rapides; ces opérations s'effectuent comme il est indiqué dans mon travail cité note (1).

J'ai repris par cette méthode un exemple traité par M. Supper (plaque en ⌶ chargée sur les deux bases). Les résultats sont en bon accord avec le calcul par intégration graphique et avec la méthode apsidométrique. Dans mes expériences le moulage représentait le quart de la plaque, il portait vingt électrodes permettant de suivre d'assez près la variation des potentiels.

Dans d'autres cas on pourra avoir à envisager des singularités du potentiel Φ. Il est inutile de revenir sur la réalisation, au bassin électrique, de tourbillons ou sources, laquelle ne présente aucune difficulté. Pour des singularités d'ordre plus élevé, le principe à suivre sera le suivant : la nature de la singularité détermine la forme des lignes potentielles et des lignes de courant dans le voisinage immédiat de cette singularité; il suffit de matérialiser de telles lignes de manière à exclure du champ la singularité elle-même, le champ étant ainsi limité par des arcs de lignes potentielles (électrodes) et de lignes de courant (isolant).

Soit par exemple un doublet, on peut le concevoir comme formé par deux électrodes dont les sections droites seraient deux cercles égaux tangents entre eux suivant la normale à l'axe du doublet. Pour éviter le contact direct entre les deux électrodes, on supprimera les parties correspondantes en intercalant un isolant qui devra se terminer par des portions de cylindre dont les sections droites sont des cercles du faisceau conjugué.

Dans l'étude d'un cylindre comprimé entre deux plans tangents parallèles (problème du rouleau), intervient, comme il est bien connu, le potentiel de deux doublets directement opposés. L'ensemble de ces deux doublets donne une ligne équipotentielle suivant le cercle qui a pour diamètre le segment joignant leurs centres. Une réalisation pratique sera la suivante (pour un quart du cylindre) : Un angle du bassin est limité par un quart de cercle conducteur Γ centré au sommet de l'angle et formant l'une des électrodes; l'autre électrode matérialise (à l'intérieur de Γ) un arc d'un petit cercle tangent à Γ au point P où Γ rejoint un des bords du bassin. Les deux électrodes sont séparées par un bloc isolant limité par un arc d'un cercle tangent en P au bord du bassin. Les résultats ont été très satisfaisants. Nous examinerons d'autres cas et donnerons les résultats détaillés dans un autre Recueil.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Tourbillons en bandes transversales dans une couche d'air chauffée par en dessous.* Note de M. **Douchan Avsec**, présentée par M. Henri Villat.

On appelle *tourbillons en bandes transversales* les courants thermoconvectifs, organisés en rouleaux équidistants, et perpendiculaires au sens du courant général de la couche fluide. Les bandes transversales sont une formation intermédiaire entre les cellules polygonales et les bandes longitudinales. Elle a été obtenue pour la première fois par MM. A. C. Phillips et Sir G. T. Walker [1] pour une couche d'air de 6^{mm}, la vitesse de translation étant égale à 2,5 cm/sec.

Le système de rouleaux transversaux se composait de rouleaux opaques et de rouleaux transparents qui se succédaient alternativement. Le sens de rotation des rouleaux opaques, constitués par la fumée du tétrachloride de titan, qui a été adoptée comme colorant, était celui du roulement sur le fond du canal; l'ensemble de rouleaux complémentaires, constitués par l'air pur, tournait en sens opposé. Les deux auteurs signalent que les rouleaux transversaux se forment en deux couches superposées, à savoir : un système de rouleaux opaques dans la couche enfumée inférieure et un système de rouleaux transparents dans la couche d'air supérieure.

J'ai repris les mêmes expériences dans une couche d'air plus épaisse ($h = 2^{cm}$) en employant la fumée de tabac, mais elles n'ont pas confirmé l'hypothèse émise précédemment. Les expériences effectuées à plus grande échelle ont permis d'observer que les bandes transversales résultaient de la superposition des deux phénomènes suivants :

1° formation de vagues transversales à la surface de séparation entre deux couches fluides de densités inégales et animées chacune de vitesses différentes;

2° développement de rouleaux transversaux d'origine thermoconvective, chaque paire de rouleaux étant placée dans le creux formé par les deux crêtes des vagues successives.

Les quatre coupes dessinées ci-dessous reproduisent les phases les plus caractéristiques du développement des *tourbillons en bandes transversales.*

---

(1) *Quart. Journ. Roy. Meteor. Soc.*, London, 58, 1932, p. 25.

Figure 1. — On introduit dans le canal de la fumée de tabac. Deux couches nettement séparées se forment : la couche inférieure constituée par la fumée et la couche d'air supérieure. On chauffe le fond du canal dont la sortie est entr'ouverte. On remarque que la surface de la couche enfumée de tabac devient légèrement ondulée.

Figure 2. — Dans le creux, entre deux crêtes de vagues apparaissent les courants thermoconvectifs ayant la forme de deux rouleaux tournant en sens opposés. La fumée, poussée vers la périphérie des tourbillons en état de croissance, s'accumule en crêtes aiguës qui indiquent les courants ascendants.

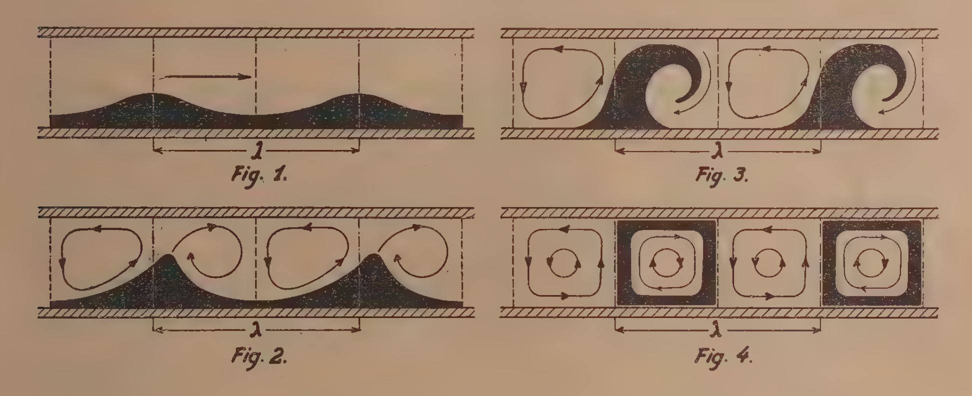


Fig. 1. Fig. 3.
Fig. 2. Fig. 4.

Figure 3. — Les crêtes de fumée se penchent alors dans la direction du courant et enveloppent les rouleaux qui les précèdent immédiatement.

Figure 4. — La fumée de tabac est entièrement absorbée par le système de bandes transversales roulant à l'aval du canal, tandis que le système de bandes complémentaires doit rester transparent par manque de fumée.

L'origine de deux systèmes de rouleaux, l'un opaque, l'autre transparent, est ainsi expliquée d'une façon simple.

On observe parfois dans le cas de tourbillons en bandes *longitudinales* la même succession alternée de rouleaux opaques et transparents. La figure 1 de ma Note précédente [2] donne un tel exemple.

---

(2) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 532.

MÉCANIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la théorie des réactions nucléaires.* Note de M. **Louis Goldstein**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le caractère dispersif des collisions nucléaires reconnu par Bohr, Breit et Wigner permet, à la limite, de traiter approximativement en deux étapes ces collisions ou réactions. Le processus de disparition d'un niveau d'énergie nucléaire, excité dans la première étape, par émission d'un corpuscule lourd, apparaît sur la base du modèle de gaz intranucléaire comme une sorte d'effet Richardson, comme nous voudrions le montrer dans ce qui suit.

Le gaz des protons et neutrons, supposé enfermé dans le volume nucléaire, est hautement dégénéré jusqu'à des énergies d'excitation extrêmement élevées. Dans le noyau excité, qui est équivalent, en vertu du modèle, à un gaz dégénéré à une certaine température T, les corpuscules ayant une énergie cinétique supérieure à l'énergie potentielle des forces de cohésion ont une probabilité finie de quitter le noyau. Dans un tel état d'énergie excité, un ou plusieurs corpuscules sont en résonance avec un de leurs niveaux d'énergie relatifs à leur état libre. Cette résonance entraîne l'existence d'une probabilité finie pour que le corpuscule considéré passe de l'état où il est décrit comme une particule nucléaire liée à l'état où il est libre. Cette probabilité de conversion de la particule pourra dépendre de son énergie cinétique ε à l'état libre, du nombre de masse A du noyau émetteur et des caractéristiques diverses du niveau excité en question, en particulier de l'énergie d'excitation u.

Cette probabilité de conversion, que nous désignerons par ${}_{\text{A}}\gamma_u(\varepsilon)$, ne peut s'évaluer que si l'on connaît les fonctions d'onde nucléaires. Mais à ${}_{\text{A}}\gamma_u(\varepsilon)$ près, on peut obtenir la loi d'émission statistique des corpuscules lourds. Soit, en effet, $\rho(\varepsilon)$ la densité des particules, à l'intérieur du noyau, dont l'énergie cinétique dépasse de ε l'énergie potentielle attractive que nous prendrons, conformément à notre modèle, comme constante dans tout le volume du noyau. Alors le courant des particules susceptibles d'être émises sera, dans l'intervalle d'énergie $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$,

$$i(\varepsilon) = {}_{\text{A}}\gamma_u(\varepsilon)\, v_n(\varepsilon)\, \rho(\varepsilon), \tag{1}$$

où $v_n(\varepsilon)$ est la vitesse des corpuscules normale à la surface, supposée sphérique, du noyau. Le fait que l'on a affaire ici à des corpuscules convertis, pratiquement, à l'état libre, autorise, semble-t-il, à prendre, conformément

aux lois des gaz dégénérés

(2) $$\rho(\varepsilon) = 2^{\frac{5}{2}}\pi g \frac{m^{3/2}}{h^3}\varepsilon^{\frac{1}{2}}\varphi(\varepsilon),$$

où g est le degré de dégénérescence de spin des corpuscules, m leur masse, h la constante de Planck et $\varphi(\varepsilon)$ la loi de répartition statistique de Fermi, donnée pour ces corpuscules intranucléaires par

(3) $$\varphi(\varepsilon) = \left[1 + \exp\frac{(\varepsilon + V - \alpha)}{kT}\right]^{-1},$$

où $-V$ est l'énergie potentielle des particules à l'intérieur du noyau, α l'énergie libre de leur gaz à la température T et k la constante de Boltzmann.

Comme l'exposant de l'exponentiel est, pour les corpuscules en question, toujours supérieur à l'unité, il est justifié de prendre approximativement

(3a) $$\varphi(\varepsilon) = \exp - \frac{(\varepsilon + \overline{L})}{kT},$$

où $\overline{L}$ est l'énergie de liaison L des particules dans le noyau augmentée d'un terme dépendant de la température, mais qui, à l'exception des énergies d'excitation très élevées, peut être négligé. Comme $v_n(\varepsilon)$ est égal, pour des noyaux sphériques, à $(2^{-3/2}m^{-1/2}\varepsilon^{1/2})$, le courant (1) devient

(4) $$j(\varepsilon) = {}_{A}\gamma_u(\varepsilon)\,2\pi g\left(\frac{m}{h^3}\right)\varepsilon \exp - \frac{(\varepsilon + L)}{kT},$$

et la probabilité d'émission, par unité de temps, dans l'intervalle d'énergie cinétique $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ sera

(5) $${}_{A}p_u(\varepsilon) = j(\varepsilon) \cdot 4\pi R^2_{(A-1)},$$

ou le produit de la surface totale du noyau restant, de nombre de masse $(A - 1)$, supposé sphérique de rayon $R_{(A-1)}$ avec $j(\varepsilon)$. Comme le traitement précédent suppose implicitement l'équilibre thermique entre les particules émises ou évaporées et les noyaux restant, qui seront encore activés nécessairement, la température figurant dans les relations précédentes doit être celle du noyau restant après l'évaporation et peut être alors définie, à l'approximation du présent modèle nucléaire, par la relation limite

(6) $$kT_{(A-1)} = \left(\frac{2}{\pi}\right)\left[\frac{\alpha_0(u - L)}{(A - 1)}\right]^{\frac{1}{2}},$$

α_0 étant l'énergie libre, au zéro absolu, du gaz des particules nucléaires de l'espèce considérée. On tire enfin de (4) et (5), après intégration sur ε, la probabilité d'émission totale, par unité de temps,

$$(7) \qquad {}_{A}P(u) = {}_{A}\overline{\gamma}(u)\, 8\pi^2 R^2_{(A-1)}\, g\left(\frac{m}{h^3}\right)(k T_{(A-1)})^2 \exp\frac{-L}{k T_{(A-1)}},$$

où ${}_{A}\overline{\gamma}(u)$ est une sorte de valeur moyenne de ${}_{A}\gamma_u(\varepsilon)$ au voisinage de l'énergie d'excitation u. Le courant de saturation correct contenu en (7) justifie de nouveau la densité $\rho(\varepsilon)$ donnée par (2). Ajoutons, en terminant, que la théorie présentée ici permet d'obtenir les lois statistiques limites de l'émission simultanée de plusieurs particules, gerbes de corpuscules lourds, par des noyaux hautement activés et elle conduit à une classification intéressante des niveaux d'énergie nucléaires.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les différentes formes d'une fonction d'action exprimée à l'aide de variables complexes.* Note [1] de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat-Baudot**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous considérons une fonction d'action T, quelconque et dépendant de six invariants $T = T(f, g, p, q, r, t)$.

Ces invariants sont définis en fonction des variables complexes [2]

$$q_{kl} = f_{kl} - ip^*_{kl}, \qquad r^{kl} = f^{*kl} - ip^{kl}$$

avec

$$(I) \qquad r^{kl} = \frac{\partial T}{\partial q_{kl}}, \qquad q^{*kl} = \frac{\partial T}{\partial r^*_{kl}},$$

et sont tels que

$$f = \frac{1}{4} q_{kl} q^{kl}, \qquad g = \frac{1}{4} q_{kl} q^{*kl}, \qquad r = \frac{1}{4} q_{kl} r^{kl},$$

$$p = \frac{1}{4} r^*_{kl} r^{*kl}, \qquad q = -\frac{1}{4} r^*_{kl} r^{kl}, \qquad t = \frac{1}{4} q^*_{kl} r^{kl}.$$

On peut les exprimer en fonction des invariants utilisés par M. Born

$$f = p^* = F - P - 2iS, \qquad g = q^* = G + Q + 2iR, \qquad r = G - Q, \qquad t = -(F + P).$$

---

(1) Séance du 27 décembre 1937.

(2) Ces notations ont été employées par M. Madhava Rao, *Proc. Ind. Ac. Sc.*, 4, V, 1936, p. 576.

En procédant comme l'a fait M. Infeld pour trois invariants, nous pouvons, dans le cas de six invariants, montrer que deux d'entre eux, r et t par exemple, sont exprimables en fonction des quatre autres, et calculer les dérivées T_f, T_g, T_p, T_q en fonction de f, g, p et q [3]. Les équations (I) nous donnent huit relations. En introduisant les notations

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{f}{g}, \qquad \operatorname{tang}\psi = -\frac{p}{q}, \qquad \lambda = -\frac{g}{q}\frac{\cos\psi}{\cos\varphi},$$

un calcul facile nous donne r, t, T_f, T_g, T_p, T_q en fonction de φ, ψ, qg et λ

$$r = \left(\frac{-qg}{\cos\varphi\cos\psi}\right)^{\frac{1}{2}} \sin\frac{\varphi-\psi}{2}, \qquad t = \left(\frac{-qg}{\cos\varphi\cos\psi}\right)^{\frac{1}{2}} i\cos\frac{\varphi-\psi}{2},$$

$$T_f = -\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\cos\frac{\varphi+\psi}{2}, \qquad T_g = -\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\sin\frac{\varphi+\psi}{2},$$

$$T_p = \sqrt{\lambda}\cos\frac{\varphi+\psi}{2}, \qquad T_q = -\sqrt{\lambda}\sin\frac{\varphi+\psi}{2},$$

qui vérifient les conditions

$$\frac{T_g}{T_f} = -\frac{T_p}{T_q} = \operatorname{tang}\frac{\varphi+\psi}{2}, \qquad T_f T_p - T_g T_q = (T_f^2 + T_g^2)(T_p^2 + T_q^2) = 1.$$

Le calcul de T_φ, T_ψ, T_λ nous donne le résultat très simple

$$\text{(II)} \qquad T_\varphi = T_\psi = t, \qquad \lambda T_\lambda = r.$$

Toute fonction de $\operatorname{tang}\varphi + \psi/2$ et de λ est une fonction d'action. Les équations (II) nous permettent d'établir des relations entre les invariants f, p, g et q. Examinons quelques cas particuliers :

1° $$T = e^{-i\frac{\varphi+\psi}{2}} \quad \text{avec} \quad iT = L + H,$$

$$T_\lambda = 0, \quad \text{d'où} \quad r = 0, \quad \varphi = \psi, \quad G = Q, \quad T = e^{-i\varphi}$$

et

$$(1) \qquad \operatorname{tang}\varphi = \operatorname{tang}\psi = \frac{f}{g} = -\frac{p}{q} = \frac{f+p}{g-q} = \frac{F-P}{2iR},$$

$$T_\varphi = -ie^{-i\varphi} = t, \quad \text{d'où} \quad iT = -t = F + P.$$

On obtient le point critique de la fonction T pour $\operatorname{tang}\varphi = -i$. Il correspond à $F - P/R = 1$. Quand $\operatorname{tang}\varphi \to -i$, $T \to 0$.

---

(3) Au moment de publier ce travail nous prenons connaissance de l'article de M. Madhava Rao qui emploie la même méthode dans le cas des invariants réels et obtient des résultats analogues (*Proc. Ind. Ac. Sc.*, 6, III, 1937, p. 158).

Or $iT = L + H = F + P = 0$ donne, avec $G = Q$ et $F - P = R$, les relations bien connues du cas de Maxwell

$$F = -P = R, \qquad G = Q = S.$$

Dans ce cas, la fonction d'action apparaît ainsi comme la valeur limite de iT quand $\operatorname{tang}\varphi \to -i$.

2° $T = 2\operatorname{tang}(\varphi + \psi/2)$ avec $iT = L + H + 2$,

(2) $$T_\lambda = 0 \quad \text{d'où} \quad r - 0 \quad \varphi = \psi, \quad G = Q, \quad T = 2\operatorname{tang}\varphi.$$

La relation (1) toujours valable nous donne

$$iT = L + H + 2 = \frac{F - P}{R}.$$

C'est l'expression de la fonction d'action dans le cas de M. Born. D'autre part

$$T_\varphi = \frac{2}{\cos^2\varphi} = t = \left(\frac{-qg}{\cos^2\varphi}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad \text{d'où} \qquad qg = -2t = -4\left(1 + \frac{f^2}{g^2}\right).$$

En remplaçant qg, t et f/g par leurs valeurs en fonction de F, G, P et R, on obtient :

$$R = \frac{F - G^2}{L + 1} = \frac{Q^2 - P}{H + 1}, \qquad (F + P)^2 = G^2(2 + F + P),$$

d'où

(3) $$(L + 1)(H + 1) = 1 + G^2.$$

Les équations (2) et (3) expriment les deux relations connues entre les invariants introduits par M. Born. T correspond donc dans ce cas à la fonction d'action.

CHALEUR. — *A propos d'une vérification du critère de Rayleigh.* Note [1] de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Un liquide en couche mince étant chauffé par le bas, la chaleur est transmise par conduction pure tant que l'expression $g\alpha c\rho(\theta_2 - \theta_1)d^3 : k\nu$, dite *critère de Rayleigh*, ne dépasse pas une certaine limite Δ. g est l'accélération due à la pesanteur, d, l'épaisseur de la couche, θ_2 et θ_1 les tempé-

[1] Séance du 27 décembre 1937.

ratures de ses deux faces, α, c, ρ, k, ν désignant respectivement le coefficient de dilatation cubique, la chaleur spécifique, la densité, la conductibilité thermique et la viscosité du liquide. Il résulterait du calcul de Jeffreys que, si la couche est enfermée entre deux plaques conductrices, la valeur de Δ serait 1709.

La vérification expérimentale de ce nombre avait été tentée par R. J. Schmidt et S. W. Milverton ([2]), au moyen du dispositif que nous décrivons ci-dessous dans ses grandes lignes.

Une plaque P_1 de 8 inches de diamètre, et deux plaques P_2 et P_3 de diamètre 5 inches, placées au-dessous et isolées latéralement par un anneau de paraffine de 0,75 inch de largeur, et entre lesquelles est montée *en sandwich* une résistance chauffante de 1 ohm, sont suspendues horizontalement dans un bassin plein d'eau de telle manière que l'eau affleure à peu près la face supérieure de P_1.

Les auteurs mesuraient, en régime quasi permanent, les températures θ_1 et θ_2 prises par les plaques P_1 et P_2 sous l'effet de courants de chauffage d'intensité C et traçaient la courbe donnant $(\theta_2 - \theta_1)$ en fonction de C^2. Ils ont observé, dans les quatre expériences faites pour différentes valeurs de l'épaisseur d, un changement d'allure de la courbe, dans la région correspondant, en gros, à la valeur voulue de Δ, et ont conclu à l'apparition du régime convectif dans les conditions prévues par la théorie de Jeffreys.

Nous nous proposons de montrer que ces conclusions ne semblent pas susceptibles d'être retenues.

Tout d'abord, les courbes ne manifestent pas de singularité nette, et l'on constate, au fond, que le rapport $(\theta_2 - \theta_1) : C^2$ évolue d'une manière continue. Tout au plus peut-on dire que les régions envisagées sont celles d'un maximum de courbure, peu accentué d'ailleurs. Mais, surtout, le premier tronçon devrait correspondre à la conduction pure : il y avait là une vérification essentielle à tenter. On aurait pu la déduire, à la rigueur, de la connaissance de la température θ_3 de la plaque P_3, et de la température θ de l'eau. Mais ces mesures n'ont même pas été faites. Nous sommes parvenu à faire cependant, de l'expérience, une discussion quantitative, à partir des considérations suivantes.

La chaleur vient du fil chauffant. Le flux total Q se partage en un flux q_1, vers le haut, traversant la couche d'eau, et se diffusant dans la masse d'eau,

---

([2]) *Proc. Roy. Soc.*, A, **152**, 1935, p. 586.

par convection à partir de P_1 ; et en un flux q_2 vers le bas, se diffusant directement dans la masse. q_2 traverse la résistance R liée à l'imperfection du contact thermique plaque-fil chauffant, et la résistance ρ liée à la dissipation par convection de la chaleur par P_3. q_1, lui, traverse la même résistance R, et, avant la résistance de convection de P_1 vers l'eau (qui a sensiblement la même valeur ρ que pour P_3, car les surfaces et les dispositions géométriques sont presque les mêmes et les écarts de température voisins), la *résistance proprement dite X de la mince couche, qui doit être proportionnelle à l'épaisseur d si l'on est vraiment en régime conductif*. La différence connue $(\theta_2 - \theta_1)$ permet de calculer q_1 dans l'hypothèse de la conduction pure. Connaissant Q, on a q_2 par différence. Or $q_2 : q_1 - 1 = X : (R + \rho)$. Le second membre doit être proportionnel à d.

L'épaisseur d avait reçu les valeurs 4^{mm}; $4^{mm},5$; 5^{mm}; $5^{mm},5$.

Il faudrait tenir compte de ce que ρ dépend un peu des écarts de température. On fera donc la comparaison pour une valeur de q_2 constante, prise égale à 2,13 watts. La valeur ρ_3 de la résistance ρ est alors constante, et X est divisée, dans la formule, par une quantité constante. Dans le premier membre de la formule, il faut, en toute rigueur, remplacer 1 par $(R + \rho_1) : (R + \rho_3)$. d croissant, on voit, en se reportant aux valeurs numériques et aux lois de convection, que ρ_1 va un peu augmenter, et qu'il faut retrancher de $q_2 : q_1$, non pas 1, mais une quantité partant de 1 et atteignant au plus 1,06 pour l'épaisseur la plus grande. On forme le tableau ci-dessous :

d (mm)	4	4,5	5	5,5
q_1 (watt)	1,38	1,335	1,235	1,075
$q_2 : q_1 - 1$	0,54	0,60	0,72	0,98

Il saute aux yeux que, même en faisant subir à $(q_2 : q_1 - 1)$ la plus forte correction possible, X varierait encore beaucoup plus vite que proportionnellement à l'épaisseur. L'hypothèse faite du régime de conduction pure dans la couche d'eau, pour les valeurs de Δ inférieures à 1709, entraîne donc une contradiction avec les faits expérimentaux.

Les auteurs avaient cherché une confirmation dans une méthode optique, qui ne peut être probante, par manque de sensibilité.

D'ailleurs, nous avions donné, du critère de Rayleigh, une théorie (³) entièrement d'accord avec les expériences anciennes de M. Bénard. Trans-

(³) *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 119.

posée dans le cas de la couche contenue entre plaques conductrices, en tenant compte des remarques faites ([4]) sur la question de la diffusion des vitesses, cette théorie indique pour le critère Δ, non pas 1709, mais la valeur beaucoup plus petite $\pi^2 \times (\pi : 2)^2 = \pi^4 : 4$, soit environ 24. Le régime préconvectif cesserait donc *beaucoup plus tôt* que n'ont crû le voir les auteurs cités.

MAGNÉTISME. — *Interprétation du point de Curie paramagnétique des éléments du groupe des terres rares.* Note ([1]) de M. **Louis Néel**, transmise par M. Pierre Weiss.

Les propriétés magnétiques remarquables des métaux des terres rares ont tout d'abord été mises en relief par la découverte du ferromagnétisme du gadolinium par Urbain, Weiss et Trombe ([2]). Tout récemment, Klemm et Bommer ([3]) ont étudié l'ensemble du groupe. En particulier ils ont montré que, du gadolinium jusqu'au thulium, ces éléments possèdent, à l'état métallique, le même moment magnétique que l'ion trivalent correspondant : leur état fondamental est ainsi parfaitement déterminé. Ces mêmes auteurs ont déterminé les points de Curie paramagnétiques donnés dans le Tableau I. Leurs résultats relatifs au gadolinium s'accordent avec ceux de Trombe.

Je me propose d'interpréter les valeurs de ces points de Curie. A cet effet, je supposerai, qu'entre atomes différents, les seules forces de couplage correspondent aux interactions entre les vecteurs $\vec{S}$. Mais comme $\vec{L}$ et $\vec{S}$ sont couplés rigidement pour donner la résultante $\vec{J}$, il s'ensuit que les $\vec{J}$ de deux atomes différents sont aussi couplés mais par l'intermédiaire des vecteurs $\vec{S}$ seulement.

Soient L, S, J les nombres quantiques résultants de l'atome; pour les éléments considérés $J = L + S$. Le moment atomique à saturation est $\sigma = gJ\mu_B = (L + 2S)\mu_B$, en désignant respectivement par g et μ le facteur de Landé et le magnéton de Bohr. Soit w l'énergie de couplage entre deux spin appartenant chacun à deux atomes voisins. A la saturation,

---

([4]) Pierre Vernotte, *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 985.

([1]) Séance du 27 décembre 1937.

([2]) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 2132, et **201**, 1935, p. 652.

([3]) *Z. f. anorg. allgm. Chemie*, **231**, 1937, p. 138.

l'énergie de couplage, c'est-à-dire l'énergie magnétique, entre deux atomes est évidemment proportionnelle au carré du nombre des spin portés par chaque atome, soit $4S^2\varpi$, en supposant que toutes les interactions entre spin soient équivalentes. Les éléments envisagés cristallisent tous dans le système hexagonal compact, chaque atome possède donc douze proches voisins et l'énergie magnétique totale, par atome, est $24S^2\varpi$, en veillant à ne pas compter deux fois. Mais cette énergie est aussi égale à $n\sigma^2/2$ où n est un coefficient de champ moléculaire. En égalant ces deux expressions, j'obtiens $n = 48\varpi S^2/g^2J^2\mu_B^2$. Mais le point de Curie Θ est relié à la constante de Curie $C = g^2\mu_B^2J(J+1)/3k$ par la formule $\Theta = nC$. Finalement le point de Curie est

$$\Theta = \frac{16\varpi}{k}\,\frac{S^2(J+1)}{J}.$$

L'énergie ϖ est inconnue, mais j'ai montré (4) que dans le groupe des éléments de transition, elle ne dépendait que de la plus courte distance $d - \delta$

TABLEAU 1.

Métal.	$2S$.	L.	2J.	$\frac{4S^2(J+1)}{J}$.	Θ observé.	Θ calculé.
Gd	7	0	7	63	302° K.	302° K.
Tb	6	3	12	42	205	202
Dy	5	5	15	28,3	150	136
Ho	4	6	16	18	–	86
Er	3	6	15	10,4	40	50
Tm	2	5	12	4,7	10	22

entre les couches magnétiques, et je supposerai ce résultat applicable ici. Par une circonstance heureuse, il se trouve que pour les éléments envisagés ici $d - \delta$ est constant à quelques centièmes d'angström près. Donc ϖ est également constant.

Les distances d, entre atomes voisins, données dans le Tableau 2, sont empruntées à Klemm et Bommer. Ce sont des distances moyennes car les voisins se partagent en deux groupes de 6 dont les distances sont peu différentes : par exemple le gadolinium possède 6 voisins à 3,622 Å et 6 à 3,554 Å. Les diamètres δ de la couche magnétique $4f$ ont été calculés au moyen des constantes d'écran de Slater (5).

Le point de Curie de ces éléments est donc simplement proportionnel à

---

(4) *Ann. de Physique*, 5, 1936, p. 232.

(5) *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 57.

$S^2(J+1)/J$. Dans le Tableau 1, j'indique les valeurs de L, S, J admises aujourd'hui pour les ions trivalents (Hund) et qui permettent de retrouver avec un plein succès leurs moments magnétiques. J'ai calculé ensuite

TABLEAU 2.

Métal.	Gd.	Tb.	Dy.	Ho.	Er.	Tm.
d	3,588	3,546	3,538	–	3,496	3,484
δ	0,86	0,83	0,80	0,77	0,74	0,72
$d-\delta$	2,73	2,72	2,74	–	2,76	2,76

$S^2(J+1)/J$. Le point de Curie du gadolinium étant admis à 302°K., j'ai calculé les points de Curie donnés dans la dernière colonne du Tableau 1. L'accord avec les valeurs expérimentales est satisfaisant.

Bref, l'expérience montre que le champ moléculaire des métaux des terres rares provient uniquement d'interactions entre spin. Ces interactions sont sans doute du type d'échange comme pour les métaux du groupe du fer. Il n'y a pas d'interactions entre les moments orbitaux.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *La structure de la molécule de* $GeBr_4$. Note de M. **Marcel Rouault**, présentée par M. Jean Perrin.

Mark et Wierl ont montré que l'on pouvait déduire des figures de diffraction des électrons par un gaz, des données précises sur la structure des molécules de ce gaz. Depuis un grand nombre de composés volatils ont été étudiés par cette méthode qui donne les distances entre les atomes diffusants dans la molécule et permet d'en construire ainsi un modèle spatial.

J'ai construit un appareil à diffraction d'électrons spécialement destiné à ces études et l'ai appliqué d'abord au tétrabromure de germanium. Les électrons, fournis par un tube à cathode chaude, sont canalisés en un faisceau fin, diffractés par la traversée d'un jet de la vapeur à étudier, et recueillis sur un écran fluorescent ou une pellicule photographique.

Un dispositif spécial permet d'obtenir pendant le temps voulu un jet de tétrabromure de germanium gazeux : on chauffe électriquement vers 80° un récipient contenant cette substance, placé dans le vide, et fermé par une pièce percée d'un canal de $0^{mm},2$ de diamètre et 2^{mm} de long, l'axe de ce canal rencontrant le trajet du faisceau électronique; après chaque observation ou photographie, on refroidit un point de ce récipient. On peut ainsi

faire un grand nombre d'expériences avec une petite quantité de substance.

Les diagrammes obtenus avec des électrons de 40 kV, un courant électronique total de 0,8 mA, une pose de 1^{m}, présentent 5 anneaux visibles. Les diamètres de ces anneaux ont été mesurés avec un compas à pointe sèche et comparés avec les maxima de la courbe théorique approchée, calculée en prenant pour chaque atome un facteur de diffusion indépendant de l'angle et égal à son numéro atomique (méthode visuelle de Wierl) [1]. Cette courbe approchée est une somme de fonctions

$$Z_i Z_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}} \qquad \text{avec} \quad x_{ij} = 4\pi l_{ij} s \qquad \left(s = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\lambda} \right),$$

où l_{ij} est la distance des atomes numérotés i et j, Z_i et Z_j leurs numéros atomiques, θ l'angle de diffraction.

En supposant la molécule de GeBr$_4$ tétraédrique, modèle le plus probable, la théorie donne les valeurs de $x_{\mathrm{Ge\,Br}} = 4\pi l_{\mathrm{Ge\,Br}} s$ correspondant aux maxima d'intensité; l'expérience donnant les valeurs de s correspondantes, on a immédiatement $l_{\mathrm{Ge\,Br}}$.

Les diamètres mesurés et la répartition de l'intensité diffractée sont en accord avec une structure tétraédrique de la molécule $GeBr_4$, avec les valeurs suivantes des distances interatomiques :

$$\mathrm{Ge{-}Br} = 2{,}32\,\text{Å}, \qquad \mathrm{Br{-}Br} = 3{,}79\,\text{Å}.$$

La distance Ge—Br est voisine de 2,36 Å, somme des rayons attribués aux atomes Ge et Br dans les combinaisons homopolaires par Pauling et Huggins.

De nouvelles mesures sont en cours pour obtenir une valeur plus précise en comparant un plus grand nombre de clichés avec la courbe théorique complète, courbe que l'on ne peut tracer que si l'on connaît déjà une valeur approchée des distances interatomiques.

---

(1) Voir Brockway, *Rev. Mod. Phys.*, 8, 1936, p. 250.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la réaction de Devaux (cuivre-sulfure de cuivre) en surface limitée.* Note de M. **Jean Cayrel**, présentée par M. Aimé Cotton.

H. Devaux ([1]) a montré que si l'on dépose une parcelle de cuivre métallique sur une lame mince de CuS formée à la surface d'une solution cuivrique, cette parcelle s'entoure d'une auréole bleue qui, partant de la parcelle, s'étend progressivement à toute la surface de la lame de sulfure. Il a expliqué ce phénomène par un cuivrage électrolytique superficiel de la lame de CuS dû au courant produit par la pile CuS | SO^4Cu | Cu.

En utilisant une électrode de cuivre plongée dans la solution, mais ne touchant plus la lame de sulfure, et en reliant cette électrode au sulfure ([2]) par l'intermédiaire d'un circuit extérieur contenant un galvanomètre, j'ai établi que ([3]) :

1° l'épaisseur de la couche mince de Cu constituant l'auréole est constante;

2° le poids de Cu déposé par unité de surface est de $1,6.10^{-6}$ g/cm², ce qui correspond à une épaisseur de cuivre d'environ 20 Å.

Ces résultats concernent une auréole se propageant librement dans toutes les directions; ils supposent par conséquent que l'auréole n'a pas encore recouvert la totalité de la surface libre du liquide. Dans la présente Note, j'ai étudié comment la réaction de Devaux est modifiée lorsque la propagation de l'auréole est arrêtée par un bord isolant, par exemple le bord du cristallisoir contenant la solution sur laquelle on a formé la couche de sulfure. Il convient que l'auréole soit bien centrée et parfaitement circulaire, de façon que le bord de l'auréole atteigne au même instant, dans tous les azimuts, le bord du vase cylindrique qui contient la solution.

L'arrêt de la propagation de l'auréole par le bord du récipient n'est pas marqué, comme on aurait pu s'y attendre, par une discontinuité de l'intensité du courant. L'intensité, sensiblement constante et égale à I_0 lorsque l'auréole se propage librement, subit à partir de l'époque $t = 0$ où l'extension est arrêtée, une *diminution progressive* d'autant plus lente que la

---

([1]) *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 1305, et **202**, 1936, p. 368.

([2]) En prenant soin d'utiliser pour la connexion du circuit extérieur avec CuS un métal ne donnant pas lieu à la réaction de Devaux, l'or par exemple.

([3]) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 926.

surface du liquide est plus grande. La décroissance de l'intensité est exponentielle

$$i = I_0 e^{-\alpha t},$$

et correspond évidemment à une polarisation de la pile auréole | SO^4Cu | Cu par dépôt d'une couche de *cuivre supplémentaire qui tend à donner une chaîne symétrique* Cu | SO^4Cu | Cu de f. e. m. nulle. En réalité, comme dans toutes les polarisations, le courant i ne tombe pas à zéro, mais à une fraction de sa valeur initiale qui, dans le cas actuel, est de l'ordre de $1/10^6$ (courant de dépolarisation). La valeur de α dépend d'une part de I_0, d'autre part de la surface S de l'auréole. On a, en effet,

$$q = q_\infty (1 - e^{-\alpha t}) \qquad \text{avec} \qquad q_\infty = \frac{I_0}{\alpha},$$

q_∞ étant la quantité d'électricité nécessaire pour polariser une auréole de surface S. On a d'ailleurs

$$\frac{q_\infty}{S} = c^{te} = k \qquad \text{d'où} \qquad \alpha = \frac{I_0}{kS}.$$

L'épaisseur de la couche de cuivre supplémentaire correspondant à la polarisation de la pile auréole | SO^4Cu | Cu est de l'ordre de 10 Å, la polarisation étant considérée comme terminée quand le rapport i/I_0 est tombé à $1/10^6$.

L'étude de la réaction de Devaux en surface limitée montre que la couche de cuivre constituant l'auréole en libre extension est susceptible de s'épaissir lorsque cette extension est entravée.

Il y a donc lieu de distinguer, d'une part, le cuivre primaire ou de libre extension (épaisseur 80 Å), d'autre part, le cuivre secondaire ou d'épaississement (épaisseur 10 Å). Ces dénominations correspondent probablement à des états différents du métal, ainsi que le montre l'expérience suivante : Deux vases cylindriques communicants 1 et 2 sont remplis de solution cuivrique. Dans le vase 1, on forme un voile superficiel de sulfure V_1, et une auréole A_1 qui s'étend à toute la surface de V_1, puis s'épaissit. Lorsque la polarisation est pratiquement terminée, on forme dans le vase 2 un voile superficiel de sulfure V_2 et l'on relie électriquement le centre C_1 de l'auréole épaissie au centre C_2 du voile V_2. *On observe alors autour de C la formation d'une auréole en libre extension* A_2 *dont la surface est toujours inférieure à la moitié de celle de* A_1. *L'auréole* A_2 *est donc formée, seulement, aux dépens du cuivre d'épaississement* de l'auréole A_1.

Le résultat le plus frappant de l'étude actuelle est que *dans une lame de cuivre électrolytique d'épaisseur totale égale à trois millionièmes de millimètre, nous arrivons à distinguer deux assises, l'une fixe représentant les deux tiers de l'épaisseur, l'autre mobilisable représentant le tiers restant.* La première comprend environ six épaisseurs moléculaires, la seconde n'en contient que trois.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude de quelques propriétés de l'hexahydrate d'aluminate tricalcique et de l'aluminate tricalcique anhydre.* Note [1] de MM. **Alexandre Travers** et **Hamid Zahabi**, présentée par M. Robert Lespieau.

Nous avons donné [2] une nouvelle méthode de préparation de $Al^2O^3.3CaO.6H^2O$.

Un certain nombre de propriétés de ce sel ont déjà été décrites par divers auteurs.

1. Thorvaldson et Grace [3] ont indiqué que la déshydratation par la chaleur ne commence que vers 275° et qu'elle n'est tout à fait complète que vers 1100°. Nos expériences confirment en général ces résultats. Toutefois, entre 275° et 450°, il y aurait, d'après nous, départ de 67 pour 100 d'eau; si l'on chauffe plusieurs heures, à 450°, la perte d'eau est pratiquement nulle; on passerait en conséquence par l'hydrate à $2H^2O$. La déshydratation serait déjà totale à 1000°. Il est curieux que l'allure de cette déshydratation soit semblable à celle de $Al(OH)^3$. L'analogie de structure que nous indiquerons plus loin en rend peut être compte.

Il est donc hors de doute que les six molécules d'eau du sel sont de « constitution ».

2. Nous avons confirmé les résultats de Pierre Leduc [4] : la molécule du sel ne renferme ni chaux libre, ni chaux faiblement liée. En traitant le sel par $ClNH^4$ en solution dans l'alcool *absolu*, à l'ébullition, on n'observe aucun dégagement d'ammoniac, même après sept heures de chauffe. Le glycol, à 80°, n'extrait pas non plus de chaux.

---

(1) Séance du 6 décembre 1937.

(2) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1407.

(3) Thorvaldson et Grace, *Canad. J. of Research*, 1, 1929, p. 29.

(4) Pierre Leduc, *Thèse*, Nancy, 1934, p. 44.

3. Contrairement aux observations de Thorvaldson ([5]), nous n'avons constaté aucune décomposition de ce sel par chauffage entre 700° et 1100°; il ne se forme pas de chaux libre, ni de composé du type $5CaO.3Al^2O^3$.

La déshydratation conduit au sel anhydre normal, $Al^2O^3.3CaO$ et fournit un *moyen très simple de préparation de ce constituant si important du Portland*, puisque le sel hydraté s'obtient très facilement.

4. L'hexahydrate et le sel anhydre ont tous deux une solubilité congruente, contrairement aux autres hydrates d'aluminates calciques; le sel anhydre donne des solutions fortement sursaturées par rapport à l'hexahydrate.

Nous avons trouvé, à 21°, les solubilités suivantes, par litre d'eau :

	$Al^2O^3.3CaO$.	$Al^2O^3.3CaO.6H^2O$ (compté en sel anhydre).
Solubilités..........	0g,661	0g,316
pH des solutions.....	11,4	11,1

L'hydratation de l'aluminate anhydre se fait comme celle du plâtre, sans libération de chaux; la théorie de Le Châtelier est parfaitement vérifiée. Dans ces diverses expériences, la recherche de la chaux « libre » a été faite par la méthode décrite ci-dessus.

L'hydratation de l'aluminate anhydre dans les conditions de gâchage des ciments, est une réaction très exothermique, avec évaporation d'eau; la masse se prend d'un seul coup, ce qui rend la réaction d'hydratation difficilement complète: la pâte obtenue se fritte d'ailleurs facilement, les propriétés de ce liant hydraulique sont mauvaises.

5. A partir des solutions de l'hexahydrate ou du sel anhydre, on peut obtenir, par évaporation à $t > 25°$, l'hexahydrate cubique. On a donc bien affaire à une combinaison stable, très bien définie.

Si l'évaporation est faite dans le vide à $t < 25°$, — 18° par exemple, on obtient, non plus des cristaux cubiques, mais des aiguilles, des plaques hexagonales, rappelant les hydrates d'aluminates polycalciques que l'un de nous a décrits en collaboration avec J. Sehnoutka ([6]). Mais ces cristaux ont, contrairement aux précédents, une composition bien définie, Al^2O^3/CaO, identique à celle de l'hexahydrate cubique. Ils ne renferment pas non plus de chaux faiblement liée : on a affaire à des hydrates supérieurs d'aluminate *tricalcique*.

([5]) THORVALDSON, *Canad. J. of Research*, 1, 1929, p. 38.

([6]) A. TRAVERS et J. SEHNOUTKA, *Ann. Ch.*, 10e série, 13, 1930, p. 284.

6. A partir des *solutions* de l'aluminate tricalcique anhydre (7), de composition nettement définie, nous avons préparé du chloroaluminate, du sulfoaluminate, par addition des sels de calcium correspondants.

Par exemple, on mélange une solution d'aluminate tricalcique à $0^g,5$ par litre et une solution de gypse à 1g/litre; au bout d'un quart d'heure d'agitation, on obtient un précipité soyeux, dont l'analyse correspond à $Al^2O^3.3CaO.2,5SO^4Ca.28$ à $29H^2O$.

L'analyse de l'ion SO^4 correspond au 1/200e à la formule donnée par Candlot. *Quelles que soient les proportions des deux constituants*, on obtient toujours la même composition. On a donc bien une combinaison double parfaitement définie, peu soluble dans l'eau, et qui se *dissout sans changer de composition*.

L'aluminate tricalcique anhydre, l'hexahydrate d'aluminate tricalcique, constituent donc des combinaisons stables très bien définies, ainsi que les sels doubles obtenus *à partir de leur solution* et de la solution d'un sel de chaux. Ces sels dériveraient de l'acide orthoaluminique $Al(OH)^3$, le sel anhydre étant le sel neutre $(AlO^3)^2Ca^3$.

L'allure de la déshydratation, parallèle à celle de l'hydrargillite $Al(OH)^3$, rattache étroitement l'hexahydrate et l'acide; nous montrerons dans une prochaine Note qu'à ce même acide correspond un autre sel $(Al^2O^3H^2)^2Ca$, sel acide, renfermant 2 molécules d'eau de constitution, et qui n'est autre que l'aluminate *monocalcique hydraté*.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les orthoarséniates d'uranyle.*
Note (1) de M. **Jean Kraft**, transmise par M. Georges Urbain.

J'ai recherché les composés formés par action de l'acétate d'uranyle sur l'acide orthoarsénique, et sur quelques orthoarséniates solubles dans l'eau ou dans l'acide acétique.

Les réactions sont suivies par des mesures de conductibilité électriques. Les précipités gélatineux sont séparés et lavés par centrifugation à grande vitesse et les indications des courbes de conductibilité sont contrôlées ou complétées par analyses chimiques.

---

(7) Nous avons choisi ce sel en raison de sa solubilité plus grande que celle de l'hexahydrate.

(1) Séance du 27 décembre 1937.

L'arsenic est dosé par iodométrie, et l'uranium par précipitation du sulfure d'uranyle puis calcination en oxyde salin U^3O^8, ou réduction de cet oxyde en oxyde noir UO^2 par l'hydrogène.

1° L'addition d'une solution d'acide *o*-arsénique à une solution d'acétate d'uranyle produit un précipité jaune clair d'*o*-arséniate neutre d'uranyle. Ce sel est indiqué par un maximum aigu de la courbe des résistances, dont l'abscisse correspond à 2 mol. g. d'acide arsénique pour 3 mol. g. d'acétate d'uranyle. Les nombres trouvés par analyse pour le rapport UO^2/AsO^4 sont très voisins du nombre théorique 2,91. L'*o*-arséniate neutre d'uranyle précipite hydraté : sa formule probable est $(AsO^4)^2(UO^2)^3$, $12H^2O$. Il ne semble pas avoir encore été signalé comme produit de laboratoire ; mais c'est une espèce minéralogique, la *trögerite*.

La précipitation de l'*o*-arséniate neutre d'uranyle est encore mise en évidence par la courbe des résistances d'une solution d'acide *o*-arsénique additionnée d'une solution d'acétate d'uranyle. Mais la formation du sel neutre est précédée de celle du sel monoacide AsO^4HUO^2.

En effet, l'analyse du produit formé au début de la précipitation donne un groupement UO^2 pour un groupement AsO^4, et le rapport UO^2/AsO^4 tombe à 1,94. Le sel monoacide précipite hydraté ; chauffé à l'étuve, il subit une perte de poids voisine de 11,7 pour 100 qui correspond à l'hydrate AsO^4HUO^2, $3H^2O$; la déshydratation est terminée à 140°.

La courbe des résistances ne montre pas la formation de l'*o*-arséniate monoacide d'uranyle. La résistance s'élève de plus en plus à mesure que l'on s'approche de la précipitation complète comme arséniate neutre.

Le sel neutre résulte de l'action de l'acétate d'uranyle sur le sel monoacide ; j'ai vérifié que la réaction est totale :

$$2AsO^4HUO^2 + (CH^3CO^2)^2UO^2 \rightarrow (AsO^4)^2(UO^2)^3 + 2CH^3CO^2H$$

J'ai analysé les précipités issus de milieux correspondant à des rapports très variables entre l'acétate d'uranyle et l'acide arsénique. Le précipité donne un rapport UO^2/AsO^4 toujours voisin de 1,94 si le milieu générateur renferme au plus 1 mol. g. d'acétate pour 1 mol. g. d'acide, ou de 2,91 s'il en renferme au moins 1,5 mol. g. Entre ces limites, le rapport UO^2/AsO^4 varie seulement de 1,94 à 2,91 pour le précipité. Les seuls composés définis qui précipitent sont donc le sel monoacide AsO^4HUO^2 et le sel neutre $(AsO^4)^2(UO^2)^3$. Aucune indication ne permet de penser à un sel biacide de formule $(AsO^4H^2)^2UO^2$ et de rapport $UO^2/AsO^4 = 0,97$.

2° Si l'on remplace l'acide *o*-arsénique par des *o*-arséniates mono, bi ou

trimétalliques, l'*o*-arséniate monoacide ne se rencontre plus, contrairement à l'opinion courante. L'addition d'une solution d'arséniate à une solution d'acétate d'uranyle donne alors un *o*-arséniate neutre double hydraté, de formule $AsO^4MUO^2(M = Na, K, ou NH^4)$ ou $(AsO^4UO^2)^2M'$ $(M' = Ca$ ou Cu bivalent).

L'*o*-arséniate neutre double de cuivre n'a jamais été préparé au laboratoire, pensons-nous, mais il est connu comme espèce minéralogique : c'est la *zeunerite*, de même formule que le sel artificiel $(AsO^4UO^2)^2Cu, 8H^2O$.

Tous les *o*-arséniates neutres, sel simple, et sels doubles, sont pratiquement insolubles dans l'eau. Au contraire, l'*o*-arséniate monoacide d'uranyle présente une solubilité appréciable.

3° Les *o*-arséniates d'uranyle, sels simples et sels doubles, sont solubles dans l'acide *o*-arsénique avec formation d'ions complexes uranyl-arséniques, notablement éloignés de l'état parfait. La dissolution entraîne une élévation de la résistance et fait disparaître la réaction du cation UO^{2++} au ferrocyanure. Par dilution des solutions arséniques, l'ion UO^{2++} réapparaît tout d'abord, puis un précipité d'*o*-arséniate monoacide d'uranyle hydraté est abandonné.

4° La courbe des résistances relative à la précipitation, par l'acétate d'uranyle, des *o*-arséniates monoacides et biacides, est formée de deux branches rectilignes à cassure fixe. La réaction étant rapide et complète et l'*o*-arséniate neutre double formé insoluble, le dosage par conductimétrie des *o*-arséniates solubles est possible. L'erreur est au maximum de 1/200e pour 150^{mg} de AsO^4.

Cette étude, dont les conclusions ne seraient plus toutes valables si le sel d'uranyle servant de réactif était autre que l'acétate (le nitrate en particulier), montre un parallélisme étroit entre *o*-arséniates et *o*-phosphates d'uranyle.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'obtention des deux dihydrocamphorones stéréoisomères* $(d + l)$. Note [1] de M. **Raymond Calas**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'hydrogénation de la camphorone ou 2-méthylisopropylidène-5-cyclopentanone (I), effectuée par plusieurs auteurs [2] dans ces conditions

(1) Séance du 27 décembre 1937.

(2) Semmler, *Berichte der deuts. Chem. Ges.*, 37, 1904, p. 237; Wallach, *Annalen der Chemie*, 327, 1903, p. 155; Godchot et Taboury, *Comptes rendus*, 156, 1913, p. 471.

diverses, a permis d'obtenir la cétone saturée correspondante ou dihydrocamphorone $C^9H^{16}O$, dont diverses synthèses [3] ont confirmé la constitution. Nous avons montré précédemment qu'en effectuant cette opération par le sodium en milieu éthéro-aqueux on arrive à un mélange de deux dihydrocamphorols [4].

Cette Note a pour objet d'indiquer les résultats obtenus dans l'hydrogénation de la camphorone et de son isomère de position la pulégénone ou 2-méthylisopropyl-5-cyclopentène-Δ-4-one (II) en présence de noir de platine ou de nickel Raney.

H–C–CH³
H²C C=O
H²C——C–C CH³ / CH³
(I).

H–C–CH³
H²C C=O
HC══C–CH CH³ / CH³
(II).

L'hydrogénation à l'aide de nickel Raney en milieu neutre comme en milieu alcalin s'arrête après avoir fixé une molécule d'hydrogène en donnant deux cétones A et B séparables par cristallisation fractionnée de leurs semicarbazones dans l'alcool absolu : la semicarbazone de la cétone A, obtenue en plus grande quantité, fond à 209°, celle de B, plus soluble fond à 198°.

En présence de noir de platine après fixation de deux H, on obtient, en milieu neutre, la cétone dont la semicarbazone F. : 209°, correspond à celle du corps A ; en milieu acide acétique, le produit obtenu est constitué par la cétone B puisqu'elle donne la semicarbazone F. : 198°.

L'analyse des dérivés des deux cétones indique qu'elles possèdent une même formule globale $C^9H^{16}O$. La dihydrocamphorone pouvant exister sous deux formes stéréoisomères *cis* et *trans*, il est permis de penser que nous les avons obtenues pour la première fois à l'état pur.

Afin d'avoir une idée de leur structure respective, nous avons étudié leur vitesse d'oximation et constaté que le corps A réagit sur l'hydroxylamine plus rapidement que le corps B ; d'autre part la cétone A, hydrogénée par le sodium en milieu éthéro-aqueux, permet d'obtenir l'alcool secondaire $C^9H^{18}O$; dans les mêmes conditions, la cétone B s'hydrogène beaucoup plus difficilement. Les travaux de Vavon et ses collaborateurs ayant

---

(3) BLANC, *Comptes rendus*, **144**, 1907, p. 1357 ; BOUVAULT et LOCQUIN, *ibid.*, **146**, 1908, p. 139.

(4) R. CALAS, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 984.

démontré que les isomères *cis* sont ceux qui présentent l'aptitude réactionnelle la plus faible, le corps A doit correspondre à la dihydrocamphorone *trans* (IV), la cétone B à la dihydrocamphorone *cis* (III) :

```
     H   C—CH³                      H—C—CH³
H²C          C=O              H²C  CH³  CH³  C=O
        H                             CH
H²C——————————C—CH<CH³          H²C——————————C—H
                  CH³
       (III).                        (IV).
```

Ces deux cétones régénérées de leur semicarbazone présentent les propriétés suivantes :

Dihydrocamphorones.

	Eb_{766}.	$D^{24°,5}_{24°,5}$.	$D^{24°,5}_{4°}$.	$n^{24°,5}_{5883}$.	$n^{24°,5}_{4358}$.	$\frac{\Delta_n}{D}$.
Cis	179°,7	0,8880	0,8871	1,43821	1,44815	112.10^{-4}
Trans ...	179°,8	0,8871	0,8862	1,43801	1,44795	112.10^{-4}

Dihydrocamphorones.

	R. M. trouvée.	R. M. calculée $p. C^9H^{16}O$.	$\eta_{24°,5}$.	$\gamma_{24°,5}$.	Parachor trouvé.	Parachor calculé $p. C^9H^{16}O$.
Cis	41,44	41,57	0,1563	31,10	372	368,5
Trans	41,47	41,57	0,1577	31,20	373	368,5

Dihydrocamphorones.

	Semicarbazone.	Oxime.	Carbanilidoxime.	
Cis	F 198°	Eb_{15} 118°–119°	F 78°	F 142°
Trans	F 209°	Eb_{16} 117°	Liquide	F 139°

Rapport des vitesses d'oximation à $t = 40°$, $\frac{\text{K du } trans}{\text{K du } cis} = 1,3$.

Les spectres Raman ne présentent pas de différence sensible.

Il nous paraît assez intéressant de constater que, si les propriétés physiques de ces deux cétones sont extrêmement voisines, leur aptitude réactionnelle d'une part, les caractères de certains de leurs dérivés d'autre part nous ont permis cependant de les isoler et de les identifier.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Formation et orientation de cristaux mous maclés dans les gouttes liquides anisotropes de p-azoxyanisol.* Note [1] de M. **Paul Gaubert.**

J'ai étudié [2] quelques propriétés optiques de très petites gouttes anisotropes de *p*-azoxyanisol déposées par sublimation sur une lame de verre. Le but de ce travail est de signaler la présence de matières étrangères en cristaux allongés, filiformes, simples mais le plus souvent maclés, se présentant sous des formes très variées dans les gouttes biréfringentes obtenues par sublimation sur une lame de mica muscovite.

Sur cette dernière, les gouttes s'étalent beaucoup plus que sur une lame de verre. Elles sont homogènes et l'axe optique est orienté suivant les directions indiquées par M. Mauguin et par M. Grandjean dans les plages produites entre deux clivages de ce mica. J'ai constaté en outre qu'il s'en produit quelquefois avec l'axe optique en coïncidence avec l'axe de symétrie de la muscovite. Elles sont les plus faciles à reconnaître, s'éteignant entre les nicols croisés en même temps que le mica.

Les observations diffèrent avec la température et la grosseur des gouttes. En voici quelques-unes. Dans les gouttes anisotropes dont la température est peu éloignée du premier point de fusion du *p*-azoxyanisol (116°) apparaissent des bandes rectilignes ayant l'apparence d'une baguette cristalline. Leur longueur variable suivant les gouttes, est à peu près égale aux 2/3 de leur diamètre, si celui-ci ne dépasse pas $0^{mm},15$ environ.

Généralement ces bandes sont parallèles, surtout dans les petites gouttes, à la trace du plan de symétrie de la muscovite. Quelquefois deux et rarement trois de ces fines baguettes peuvent se trouver dans une goutte. Probablement à cause de l'imperfection de la lame, les bandes d'une même région de cette dernière font quelquefois un angle de 1 à 4° avec le plan de symétrie.

Ce qui est inattendu, c'est qu'à l'extrémité des baguettes, s'en trouve une autre plus courte. L'ensemble forme donc une macle triple, dont la figure rappelle celle d'un couple tournant à droite ou à gauche, mais généralement dans le même sens sur une certaine étendue de la lame de mica. L'angle de deux cristaux en contact n'est pas constant, il doit y

---

(1) Séance du 27 décembre 1937.

(2) *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 997.

avoir plusieurs sortes de macles, mais il est le même dans les gouttes d'une plage. Sa valeur est le plus souvent de 128° et de 150°. Dans ce dernier cas, la direction d'allongement des deux petits cristaux coïncide avec l'axe optique de la goutte.

Cet angle augmente à mesure que la température s'élève et son sommet s'arrondit; la ligne en zigzag se redresse en même temps qu'elle s'amincit. La substance se dissout et disparaît complètement dans le liquide isotrope.

Dans des gouttes, la macle triple paraît, entre les nicols croisés, être, à première vue, différente de la précédente. En effet, ce n'est pas la bande médiane qui est parallèle à la trace du plan de symétrie du mica, mais les deux petits cristaux situés à ses extrémités.

Au lieu de trois individus, observés dans les gouttes ne dépassant pas de beaucoup 150$^{\mu}$, il peut y en avoir jusqu'à dix et même plus dans celles de 3^{mm} de longueur, s'il s'agit de gouttes allongées. C'est alors une longue ligne en zigzag dont les parties sont plus ou moins égales. La formation de cette bande est intéressante, pouvant donner quelques indications sur le mécanisme de son plissement régulier. Dans une goutte très plate de 3^{mm} de diamètre optiquement homogène, obtenue par refroidissement de la phase isotrope, il s'est d'abord produit une bande mobile, flottant à la surface et légèrement courbe. La température s'abaissant, cette dernière prend peu à peu la forme d'une ligne en zigzag avec des angles égaux, comme si une pression était exercée à ses deux extrémités à la manière de celles agissant sur un soufflet.

Ce sont ces pressions dues probablement aux variations anisotropes du cristal liquide et au durcissement de la matière étrangère constituant les bandes, qu'est due la formation des macles par action mécanique. Ce genre de macles difficile à réaliser dans les cristaux relativement durs (calcite, nitrate de sodium) se produit avec la plus grande facilité avec certains corps tendres. Il est aussi à remarquer que les cristaux peuvent se macler par refroidissement (cholestérine).

Les essais ne peuvent pas être souvent répétés avec le même succès sur les petites et sur les grosses gouttes, la matière étrangère s'altérant. Cette dernière n'est pas la seule, il en existe au moins une autre, ne donnant pas de cristaux orientés et ne se dissolvant pas complètement dans le liquide isotrope.

L'existence de ces cristaux maclés peut être interprétée de la manière suivante :

La matière étrangère qui les produit, due probablement à une impureté

existant dans l'azoxyanisol, est soluble dans le liquide isotrope, mais beaucoup moins dans le liquide cristallin. Lorsque celui-ci se produit par refroidissement du premier, elle se sépare en donnant un cristal mou, plus ou moins courbe au début de sa formation, durcissant à mesure que la température s'abaisse, se maclant et prenant finalement les directions imposées par le mica (bande médiane des macles triples dans la plupart des cas) ou par le cristal liquide. Le *p*-azoxyphénétol donne des résultats du même genre.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Sur les deux orientations possibles de la gœthite colloïdale dans le champ magnétique.* Note [1] de Mlles **Wilfried Heller** et **Germaine Quimfe**, présentée par M. Aimé Cotton.

La biréfringence et le dichroïsme magnétiques des sols d'αFeOOH subissent un changement réversible de signe, de négatifs devenant positifs, lorsque la température s'élève. On a expliqué ce phénomène par un changement d'orientation des particules (tablettes) : l'orientation perpendiculaire (effet négatif) deviendrait parallèle aux lignes de force (effet positif) [2]. On admettait que l'anisotropie magnétique de structure diminue réversiblement, de telle sorte qu'aux températures élevées l'anisotropie de la forme l'emporte sur l'autre pour l'orientation des particules. Pour pouvoir admettre une concurrence de ces deux orientations possibles il fallait donc supposer que l'axe de la plus grande susceptibilité magnétique se trouve parallèle à la dimension la plus courte de la particule (paramagnétique). Diverses observations publiées dans les travaux cités parlaient déjà en faveur de cette hypothèse. Mais elle n'était pas prouvée et l'on pouvait toujours penser qu'une variation qualitative exceptionnelle de l'anisotropie optique en fonction de la température entraîne ce changement de signe du dichroïsme et de la biréfringence sans que l'orientation des particules fût modifiée.

Trois séries d'expériences de caractère différent vont permettre de choisir entre ces deux hypothèses. On s'est servi pour toutes ces expériences d'un seul sol (de gœthite) dont l'anisotropie magnéto-optique changeait de signe vers 25°.

---

[1] Séance du 27 décembre 1937.

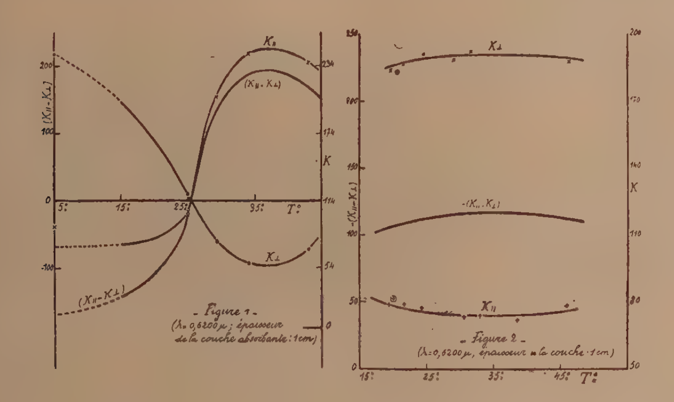
[2] W. Heller, *Koll. Beih.*, 39, 1933, p. 1; W. Heller et H. Zocher, *Z. Physikal Chem.*, (A), 166, 1933, p. 365.

1° L'allure de la courbe d'absorption globale d'un sol à particules anisodiamétriques orientées varie suivant qu'il s'agit de $K_\perp$ ou $K_{\parallel}$. Pour ce sol de gœthite les rapports $K_\perp 520^{m\mu}/K_\perp 620^{m\mu} = R_1$ et $K_{\parallel} 520^{m\mu}/K_{\parallel} 620^{m\mu} = R_2$ à 20° et 60° ont les valeurs suivantes :

T°.	R_1.	R_2.
20	3,2	3,58
60	3,82	3,48

(H = 11000 gauss.)

R_2 est plus grand que R_1 à 20° et plus petit à 60°, mais la différence des



deux rapports reste la même; ces trois résultats ne sauraient s'expliquer autrement que par un changement d'orientation des particules.

2° L'orientation des particules par écoulement du sol est indépendante de la température. Aussi avons-nous étudié la biréfringence ainsi produite entre 6° et 57°; on constate qu'elle est toujours positive. Ainsi l'anisotropie optique ne change pas de signe dans ces limites de température.

3° On a enfin étudié ce sol à l'état thixotrope. Ceci nous a permis ([3]) de fixer les particules dans l'orientation que leur impose le champ magnétique lorsque le système est à l'état de sol. Dans une première série d'expériences (*fig.* 1) on a gélifié ce sol dans le champ à des températures différentes. L'anisotropie (nous considérons ici le dichroïsme) permanente acquise au bout de 10 minutes environ dans le champ change donc de signe vers 25°.

([3]) W. Heller et G. Quimfe, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1394.

Dans une autre série d'expériences faites avec le même échantillon, on a étudié la variation thermique du dichroïsme permanent acquis par gélification dans le champ à 19°,6 et à 44° ; dans le premier cas le dichroïsme reste négatif (*fig.* 2) et dans l'autre cas positif. Les points marqués par une croix entourée d'un cercle, dans la figure 2, se rapportent à des mesures de contrôle effectuées au cours du refroidissement.

Le changement de signe de l'anisotropie magnéto-optique de la gœthite colloïdale provient donc d'un changement d'orientation des particules et l'anisotropie optique ne varie que très peu.

Les autres explications ne peuvent en effet être retenues : la gœthite est paramagnétique entre moins de 0° et plus de 100° et elle ne parcourt pas, avant sa transformation en α-Fe^2O^3, un point de Curie. (Le point de Curie d'α-Fe^2O^3 à son tour n'est situé que vers 675°, Huggett, Goldzstaub.) Ainsi une variation $-\chi$ [illegible] χ n'est pas possible. La présence d'une impureté ferromagnétique adsorbée ou incluse dans les cristaux est, elle aussi à exclure, car ce sol est obtenu à partir de $FeCl_3$ pur, on ne peut donc penser à un cas d'orientation analogue à celui du spath contenant des traces de fer (Faraday). Une action des ions diamagnétiques adsorbés et présents dans la couche double des particules n'est pas à envisager. Les particules de V_2O_5, beaucoup moins paramagnétiques que la gœthite, devraient changer d'orientation plus facilement si une semblable action était possible. Or les sols de V_2O_5 ne manifestent aucun changement de signe de l'anisotropie magnéto-optique avec la température ([1]).

L'explication proposée semble donc être la seule qui soit d'accord avec les faits.

PÉDOLOGIE. — *Recherches sur les sols du delta intérieur du Niger.* Note ([1]) de M. **Mengli Enikeff**.

Chargé par l'Office du Niger de la prospection des sols de la région deltaïque du Niger j'ai étudié sur le terrain les profils des sols en place, la végétation spontanée, arbustive et herbacée, et j'ai prélevé des échantillons des sols à fin d'analyse. La carte détaillée, avec des courbes de niveaux

([1]) W. Heller et H. Zocher, *Z. Physikal Chem.*, (A), **164**, 1933, p. 55.

([1]) Séance du 27 décembre 1937.

interprétées, a permis de constater dès le début une très grande influence du microrelief et du régime hydrographique, particulier à la région, sur la formation des sols. Les crues du Niger inondent la région située en aval de Sansanding et les sols restent sous l'eau de 1 à 3 mois environ. Les différences de niveau définissent la durée de séjour sous l'eau de ces terres. Dans cette région, encore à l'heure actuelle, le Niger est un agent d'alluvionnement. Le climat est soudanien. Les précipitations annuelles sont de l'ordre de 650^{mm} et tombent durant les 5 mois d'été. Les terres imbibées par les pluies subissent l'inondation et sont soumises, ensuite, à une sécheresse.

Sur les échantillons recueillis ont été effectués les analyses globales, la détermination du complexe absorbant (méthode Gedroitz) et l'examen des plaques minces. Cette Note est basée sur les résultats des analyses de même que sur ceux des observations sur le terrain.

Les sols du delta intérieur du Niger se sont formés sur des alluvions très hétérogènes. Ils doivent être classés parmi les sols azonaux. Leur évolution a été surtout influencée par l'hydrographie et la topographie locales, qui ont déterminé la formation de nombreuses variétés de sols.

Entre les cotes 291 et 293^{m} les sols sont d'une couleur grise brunâtre et l'horizon A est à peine différencié de la terre sous-jacente. La végétation spontanée, portée par ces sols, est très particulière. Elle se compose surtout d'*Acacia Seyal*, de *Mitragena inermis* et de *Pseudocedrella Korschyi*, *Diospyros mespiliformis*. Les sols situés entre les cotes 293 et 295^{m} sont d'une couleur grise, ou jaunâtre, à la surface. L'horizon A est d'une épaisseur de 20 à 30^{cm}, l'horizon B est une zone illuviale, avec la présence, en plus ou moins grand nómbre, de concrétions d'hydroxyde de fer. L'épaisseur de l'horizon B varie de 40 à 120^{cm}. La végétation spontanée, caractérisant ces sols, est composée surtout de *Terminalia* sp. *Pterocarpus erinaceus*, *Combretum* sp., *Guiera senegalensis*. Les sols situés au-dessus de la cote 295^{m} sont gris jaunâtre. L'horizon illuvial y est absent et la végétation spontanée les caractérisant est composé d'*Acacia albida*, *Parkia biglobasa*, Karité et Baobab.

L'examen des plaques minces montre la présence dans tous les horizons de nombreux grains de quartz non qualibrés et presque tous roulés. La taille de ces grains diminue de bas vers le haut. L'échantillon n° 11, où le quartz est peu nombreux, fait exception. A côté du quartz sont présents : le microcline, le plagioclase, le muscovite, le mica blanc, le zircon, et, dans certains échantillons, de la dolomie. Une remarqne très importante

s'impose : les feldspaths ne sont altérés dans aucun des horizons, ce qui indique que les processus d'altération ne sont pas intenses.

Les analyses ci-dessus montrent que ces sols ont un complexe absorbant non saturé.

Numéro de l'échantillon.	Profondeur en cm.	Ca en mill. équiv.	Mg en mill. équiv.	H en mill. équiv.	Somme des cations adsorbés
T 2	10	2,06	2,93	0,149	5,14
T 2	40	0,86	0,425	0,0755	1,37
T 11	10	6,51	0,20	0,096	6,81
T 11	40	0,25	0,30	0,252	0,80

Conclusions. — 1° Les sols du delta intérieur du Niger doivent être classés parmi les sols azonaux. Leur évolution a été influencée surtout par l'hydrographie et la topographie locales, qui ont déterminé la formation de nombreuses variétés de sols.

2° Sur six échantillons analysés, un seul (n° 11) contient des éléments latéritiques, mais l'examen des plaques minces montre la présence des latérites détritiques roulés et altérés. Dans cette variété de sols la présence des éléments latéritiques de néoformation est douteuse. Cette variété de sols n'a pas une grande extension.

3° Les analyses des autres échantillons ne permettent pas de parler d'un processus de latéritisation actuel. En effet, quoique ces sols ont un complexe absorbant non saturé, on ne remarque pas de disparition des bases. Le sens de l'évolution actuelle de ces sols reste à préciser.

4° L'expérimentation agronomique sur la valeur agricole de ces sols montre leur amélioration très rapide après apport même d'une faible quantité d'engrais. Malgré une exploitation intensive, les sols améliorés ne donnent aucun signe d'épuisement, ce qui devrait, semble-t-il, se produire dans le cas des terres en voie de latéritisation. Ainsi les résultats expérimentaux apportent un argument en faveur de l'interprétation donnée des analyses.

Ci-dessous, à titre d'exemple, les analyses globales des échantillons n° 11 et n° 12 :

N° 11. — Profondeur 10^{cm} : SiO^2, 42; Al^2O^3, 35,31; F^2O^3, 8,19; Mn^2O^3, 0,35; CaO, 0,20; MgO, 0,11; K^2O, 0,32; NaO, 0,13; perte au feu, 13,20.

Profondeur 40^{cm} : SiO^2, 43,40; Al^2O^3, 36,04; F^2O^3, 6,56; Mn^2O^3, 0,12; CaO, 0,10; MgO, 0,22; K^2O, 0,38; Na^2O, 0,14; perte au feu, 12,96.

Profondeur 150^{cm} : SiO^2, 50,60; Al^2O^3, 29,54; Fe^2O^3, 6,06; Mn^2O^3, 0,08; CaO, 0,10; MgO, 0,18; K^2O, 0,42; Na^2O, 0,10; perte au feu, 12,74.

N° 12. — Profondeur 10^{cm} : SiO^2, 67,30; Al^2O^3, 18,38; F^2O^3, 5,02; Mn^2O^3, 0,24; CaO, 0,30; MgO, 0,22; K^2O, 0,43; Na^2O, 0,06; perte au feu, 7,90.

Profondeur 40^{cm} : SiO^2, 60,00; Al^2O^3, 22,86; Fe^2O^3, 6,64; Mn^2O^3, 0,18; CaO, 0,40; MgO, 0,21; K^2O, 0,40; Na^2O, 0,06; perte au feu, 9,06.

Profondeur 150^{cm} : SiO^2, 57,10; Al^2O^3, 26,03; F^2O^3, 5,27; Mn^2O^3, 0,12; CaO, 0,60; MgO, 0,34; K^2O, 0,60; Na^2O, 0,15; perte au feu, 9,66.

GÉOLOGIE. — *Sur l'existence du Pontien lacustre en Syrie et sur sa signification tectonique.* Note (1) de MM. **Louis Dubertret** et **Henri Vautrin**, présentée par M. Charles Jacob.

M. Blanckenhorn, en 1897, a décrit, à l'Est des massifs libanais et alaouite, des dépôts lacustres attribués au Pliocène en raison des similitudes de faune avec la faune actuelle.

Nos levés dans la vallée de l'Oronte nous ont montré un lacustre calcaire et crayeux, tuffacé, qui émerge des marais du Gharb à Djisr el Choghour, où il repose sur des calcaires helvétiens. A 15^{km} plus au Nord, il passe sur les marnes tortoniennes et, plus loin encore, sur le sommet calcaire et bréchique du Tortonien, sans qu'apparaisse une discordance angulaire de stratification. A Chakhoura, près de Derkouch, le lacustre contenant des *Helix* et le Miocène s'enfoncent sous des argiles sableuses marines du Pliocène inférieur (2). Enfin, près d'Antioche, sur la piste d'Aklieh et au km 4 de la route de Souédié, du calcaire lacustre recouvre le Tortonien en concordance apparente et est raviné avec lui par le Pliocène. Ces divers lambeaux, qui succèdent au Tortonien en concordance apparente, précèdent les déformations qui ont provoqué le retour de la mer au Pliocène : ils sont donc pontiens.

Nous avons reconnu une très grande extension à cet étage lacustre. Il constitue les collines basses et tabulaires, légèrement inclinées au Sud, ceinturant la pointe méridionale du Djebel Zawiyé; légèrement discordant sur le Cénomanien, il débute par un poudingue et des marnes terreuses rouges, tandis que sa partie haute est calcaire. La grande faille orientale du Gharb le coupe à l'Ouest. Un terrain semblable sert de soubassement à la plaine de Homs; à Restane il repose sur le Sénonien par des poudingues auxquels succède 60^m de calcaire crayeux; à Sabouniyé, il surmonte l'Oligo-

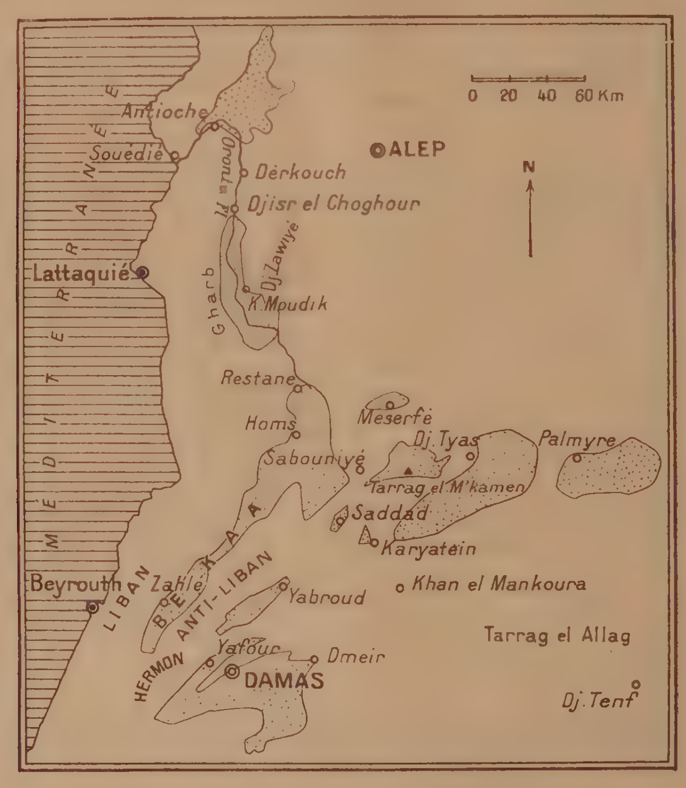
(1) Séance du 27 décembre 1937.

(2) Louis Dubertret, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1247.

cène; sur toute sa bordure occidentale et septentrionale, une nappe basaltique le recouvre.

Sur les bords et à l'Est de l'Anti-Liban, le lacustre occupe des synclinaux. Celui de Yabroud contient successivement, au-dessus de l'Oligocène :

a. une coulée basaltique; *b.* un lacustre inférieur, avec des alternances de tufs argileux et de conglomérat fin, puis des argiles gréseuses bariolées (140^{m}); *c.* des



Les dépressions lacustres et alluviales syriennes.

conglomérats grossiers (plusieurs centaines de mètres); *d.* un lacustre supérieur comportant un calcaire argileux à Planorbes et un calcaire dur porcelané (80^{m}).

Cette succession se rencontre aussi dans la cuvette de Damas, mais le niveau *d* paraît limité à ces deux gisements. Au Sud-Est de Damas, vers l'Hermon, des conglomérats se substituent aux niveaux *b* et *a*. Dans la Bekaa, à Zahlé et Yahfoufa, le niveau *b* apparaît de part et d'autre de la

dépression, recouvrant le Lutétien supérieur et surmonté de conglomérats rouges. Il s'étend à travers les chaînes palmyréniennes et au Sud jusqu'à la piste de Damas à Bagdad; il y repose sur des reliefs oligocènes, peu accusés, érodés localement jusqu'au Sénonien. Les cuvettes lacustres sont celles de Meserfé, du Tarrag el M'kamen, du djebel Tyas et de Palmyre, puis celles de Saddad et Karyatein qui établissent la liaison avec la cuvette de Yabroud. Sur le plateau au Sud-Est, le lacustre inférieur se retrouve à Khan el Mankoura, dans le Tarrag el Allag et, en lambeaux, jusqu'au djebel Tenf.

L'extension considérable du lacustre inférieur et ses rapports avec le soubassement conduisent à l'assimiler au lacustre pontien de la vallée de l'Oronte (Chakhoura). Les conglomérats puissants qui lui succèdent ont dû se former dans les mêmes conditions que les conglomérats de la base du Pliocène marin dans la région d'Antioche et en représenter un équivalent. Le lacustre supérieur serait pliocène.

Les répartitions si différentes du Pontien et du Pliocène montrent que les éléments du relief actuel se sont définis immédiatement après le Pontien, et l'on est conduit à vieillir ces reliefs, puisque jusqu'ici ils avaient été considérés comme postpliocènes.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Excitation mécanique directe des cellules papilleuses des vrilles de* Eccremocarpus scaber. Note (¹) de M. **Antonin Tronchet**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

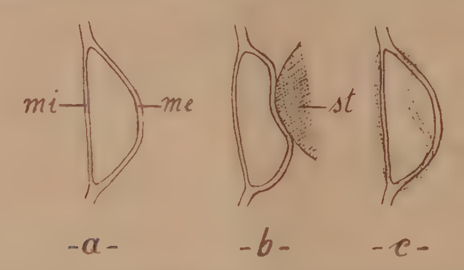
Haberlandt a attribué aux cellules papilleuses hémisphériques ou lenticulaires des vrilles de *E. scaber* la valeur d'éléments sensoriels (*papilles tactiles*) et les regardait comme le siège de la sensibilité au choc. Nous avons cherché à connaître leur comportement à l'égard des excitations mécaniques dans des expériences pratiquées *in vivo* sous le microscope.

Ces cellules papilleuses sont capables de subir sans dommage ni perturbation cytologique décelables des excitations mécaniques d'intensité relativement considérable, même lorsque celles-ci sont renouvelées dans un laps de temps court (plusieurs fois en une minute) et entraînent chaque fois une altération importante du contour cellulaire. Ce dernier se rétablit dès que l'on retire le stimulateur (par exemple, un fin crin de brosse

---

(¹) Séance du 27 décembre 1937.

manipulé directement entre lame et lamelle, car nous ne disposons pas de micromanipulateur). Lorsque la cellule est tuée par un choc trop violent elle peut conserver sa déformation après le retrait de l'instrument ou récupérer sa forme initiale par l'élasticité de sa membrane; mais ce



E. scaber. Cellule papilleuse avant et pendant une excitation.

rétablissement de la forme normale, qui peut être assez rapide, n'est pas instantané comme dans le cas de la cellule vivante (la membrane ne *colle* pas au stimulateur lors du retrait de celui-ci).

Les figures *a* et *b* ont été obtenues en dessinant à l'appareil d'Abbe le contour d'une même papille avant l'expérience (*a*) et au moment du contact avec le stimulateur *st* (*b*); la figure *c* est une superposition des deux précédentes. (Ces figures correspondent à un même plan passant approximativement par le centre de la membrane interne *mi* de la cellule papilleuse, perpendiculairement à l'épiderme et parallèlement à la direction longitudinale de la vrille.)

Il est facile d'apprécier au moyen de ces dessins les déformations subies par les membranes externe (*me*) et interne (*mi*) de la cellule papilleuse par suite de l'excitation mécanique : on voit que la déformation imprimée à la membrane interne *mi* et par suite à la cellule épidermique ordinaire sous-jacente est très notablement réduite par le jeu de la cellule papilleuse. Celle-ci, à cet égard, se comporte donc comme un *amortisseur*.

L'étude de la distribution des cellules papilleuses montre que par suite de la densité de leur répartition dans les régions les plus sensibles de la vrille, les obstacles rencontrés dans les conditions naturelles heurtent presque nécessairement les papilles. La présence de ces cellules tend donc à localiser les excitations de choc en des points séparés, les papilles agissent ainsi comme des *éléments sélecteurs* réglant la répartition du stimulus thigmotropique.

Ajoutons que les *papilles tactiles* ne diffèrent des cellules épidermiques

ordinaires par aucun caractère cytologique appréciable en dehors de la topographie protoplasmique particulière qu'elles tiennent de leur forme hémisphérique ou lenticulaire.

En résumé, sans justifier aucunement l'opinion qui tendrait à faire des *papilles tactiles* le siège exclusif de la sensibilité thigmotropique, l'étude expérimentale de leur comportement à l'égard des chocs montre qu'elles jouent nécessairement un rôle très important dans la captation des excitations mécaniques.

ZOOLOGIE. — *Sur l'existence de rapports entre la disposition des chromatophores et celle des insertions musculaires chez les Isopodes du genre* Trichoniscus. Note de M. **Albert Vandel**, présentée par M. Maurice Caullery.

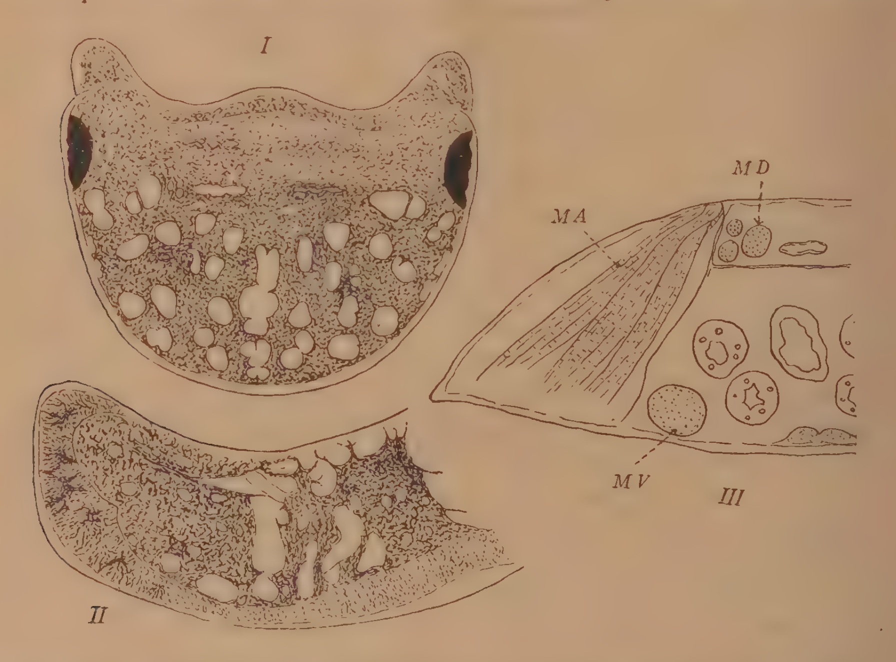
Il est très généralement admis que la pigmentation constitue un caractère superficiel, sujet à d'innombrables variations individuelles, sans intérêt systématique ni anatomique. Il est probable que cette opinion est très souvent le résultat d'études incomplètes et peu approfondies. On sait depuis longtemps (Keeble et Gamble, Verne) que, chez les Mysidacés et beaucoup de larves de Décapodes, les chromatophores sont disposés très régulièrement et de façon métamérique.

Des recherches de génétique m'ont conduit à étudier la disposition du système pigmentaire chez les Isopodes terrestres du genre *Trichoniscus*, sous-genre *Spiloniscus*. La coloration de ces animaux est caractérisée par l'existence de taches claires, arrondies ou ovoïdes, se détachant sur un fond pigmenté. Cette disposition avait déjà frappé M. Weber (1881), au cours de ses recherches sur *Tr. batavus*. J'ai constaté que la disposition de ces taches est fixe et se retrouve dans toute les espèces de *Spiloniscus* que j'ai examinées (*provisorius*, *elisabethæ*, *biformatus*).

Cette disposition peut se résumer ainsi : 1° La surface dorsale de la tête est divisée en deux parties par une ligne idéale reliant les yeux; la région située en avant de cette ligne est uniformément pigmentée; la région située en arrière est parsemée de larges taches dont le nombre et la disposition sont fixes (exception faite de quelques fusions ou divisions); leur répartition est indiquée sur la figure 1. 2° Les faces tergales des péréionites comprennent : *a*. une bande médiane uniformément pigmentée; *b*. une région submédiane, caractérisée par des taches claires, allongées, légèrement obliques; *c*. une région latérale où les taches sont plus petites et

moins nombreuses; *d*. le bord latéral du segment (épimère) et la marge postérieure sont complètement dépourvus de taches claires; les chromatophores étoilés et chevelus y apparaissent avec une particulière netteté. J'ai représenté sur la figure 2 la moitié gauche du tergite du deuxième péréionite. 3° Le pléon est uniformément pigmenté, au moins chez les femelles.

Que représentent ces taches claires dont la disposition paraît si constante? La signification de ces taches m'a été révélée par la découverte d'un remarquable caractère sexuel secondaire dont je donnerai ailleurs la



description. Deux paires de taches claires situées à la face dorsale des premier et deuxième pléonites sont caractéristiques du mâle; elles font défaut chez la femelle. Ces places claires correspondent aux points d'insertion des muscles qui commandent les pléopodes copulateurs des deux premiers segments abdominaux.

Il est facile de voir que les taches claires des autres parties du corps correspondent également à des insertions musculaires. Les taches claires de la partie postérieure de la tête représentent les insertions des muscles qui commandent les mandibules, les machoires et les maxillipèdes. La

partie antérieure uniformément pigmentée est celle qui correspond au cerveau. La musculature du péréion comprend essentiellement : 1° des extenseurs longitudinaux et dorsaux (*fig.* III, M. D.), situés dans le sinus péricardique, et qui s'insèrent au bord antérieur des segments; 2° des fléchisseurs longitudinaux et ventraux (*fig.* III, M. V.), placés de chaque côté de la chaîne nerveuse; 3° les muscles des appendices (*fig.* III, M. A.), situés dans les régions latérales de chaque segment et qui s'insèrent sur la face tergale, de chaque côté du sinus péricardique. Il est facile de voir que la bande médiane uniformément pigmentée correspond au sinus péricardique, que les linéoles des régions submédianes correspondent à l'insertion des puissants muscles qui commandent les pattes, et que les taches claires du bord antérieur des péréionites représentent les insertions des extenseurs dorsaux. Quant aux épimères, uniformément pigmentés, ils ne portent aucune insertion musculaire.

Les taches claires qui caractérisent le système pigmentaire des espèces du sous-genre *Spiloniscus* sont dues au fait que les chromatophores *contournent et dessinent très exactement les zones d'insertion des muscles.* Elles révèlent, par suite, la disposition des muscles qui s'insèrent sur la face dorsale du corps. On comprend ainsi que la répartition des taches claires, liée à des dispositions anatomiques fondamentales, soit fixe et constante.

SÉROLOGIE. — *Réactions morphologiques dans le sérum de lapin cancérisé.* Note (¹) de M. **Théodore Kofman**, présentée par M. Hyacinthe Vincent.

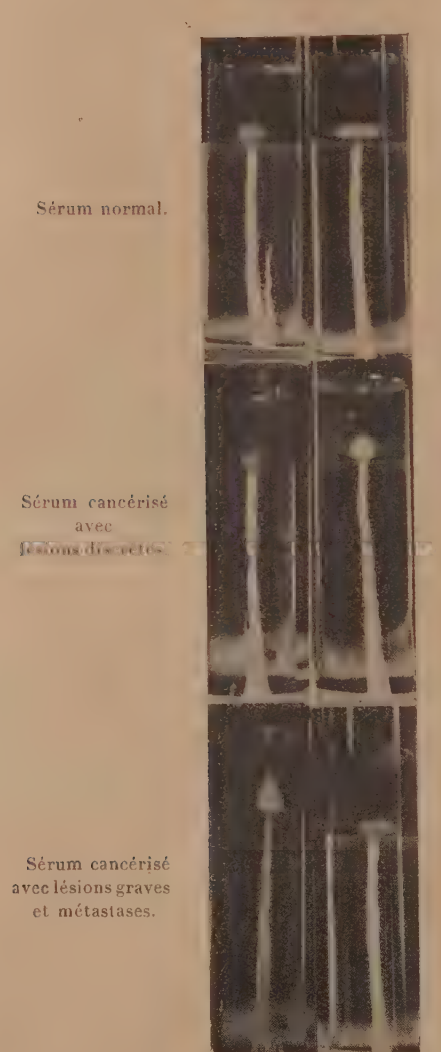
Le principe de notre méthode est l'application au sérum du phénomène de croissance artificielle osmotique (²). La réalisation de l'expérience se fait en plaçant au fond d'un tube à essai un fragment de cristal de quelques milligrammes de chlorure de nickel et en versant par-dessus une solution aqueuse de silicate de potasse d'environ 7° Baumé. En une dizaine de minutes, le cristal *bourgeonne* et donne naissance à une belle tige verte, verticale de 4 à 5^{cm} de hauteur. Si l'on superpose alors avec soin, à l'aide d'une pipette, 1 à 2^{cm^3} de sérum, on constate au niveau de séparation des deux liquides, la formation d'une vésicule, sorte de fleur minérale, dont la

---

(¹) Séance du 27 décembre 1937.

(²) *Bulletin de la Société de Chimie biologique*, **17**, I, 1935, p. 106.

forme semble être caractéristique de la nature du milieu protéique employé.



Vésicules terminales dans Sérum de lapin.

Nos essais ont porté sur le sérum de lapin normal et de lapin atteint d'un cancer (cancer des testicules). Le sang des lapins pour nos expériences,

nous a été obligeamment fourni par le Dr Josserand, Chef de service du Centre anticancéreux de Lyon.

Ces recherches ont été faites avec du sérum fraîchement recueilli. Dans ces conditions, rappelons qu'on ne peut pas superposer directement ce sérum frais à une solution de silicate de potasse. Il se produit, en effet, à la limite de séparation des deux liquides ([3]), un floculat empêchant toute bonne observation. Si cependant on alcalinise au préalable le sérum employé (2^{cm^3} de sérum + une goutte de $NaOH$ normal), on ne note plus aucun trouble dans le liquide protéique superposé. Il en est de même par addition de 5 gouttes de formol à 2^{cm^3} de sérum.

1° *Sérum de lapin normal.* — L'effervescence terminale est différente suivant que le sérum a été alcalinisé ou formolisé :

a. Avec le sérum alcalinisé on observe une vésicule de forme sphérique, la collerette périphérique étant absente;

b. Avec le sérum formolisé, on note un aplatissement de la vésicule centrale qui apparaît sous forme d'un disque horizontal entouré d'une collerette périphérique.

2° *Sérum de lapin cancérisé.* — Nous classerons nos résultats en deux catégories, l'une concernant le cas où les lésions cancéreuses étaient discrètes et non accompagnées de métastases, l'autre relative aux cas où les lésions étaient profondes, avec production de métastases.

I. Lésions discrètes. — *a. Sérum alcalinisé.* — La vésicule centrale a perdu sa sphéricité et évolue vers une forme cylindrique. Parfois la face supérieure de ce cylindre est surmontée d'un petit cône.

b. Sérum formolisé. — La vésicule évolue vers une petite sphère qui tend à s'effiler dans son méridien vertical.

II. Lésions importantes. — *a. Sérum alcalinisé.* — La vésicule centrale évolue vers la forme conique à sommet supérieur plus ou moins développé.

b. Sérum formolisé. — La vésicule centrale apparaît soit sous forme conique, soit suivant un ovoïde à grand axe horizontal.

Conclusions. — L'efflorescence terminale osmotique est variable suivant qu'elle se développe, toutes choses égales d'ailleurs, dans le sérum normal ou dans le sérum cancérisé. Sans qu'on puisse encore généraliser notre méthode comme moyen de diagnostic, on peut dès maintenant admettre le fait que le sérum cancérisé présente une dispersion micellaire différente de celle du sérum normal.

([3]) *Bulletin de l'Académie de Médecine*, **113**, n° **16**, p. 543; **116**, n° **26**, p. 37.

PATHOLOGIE COMPARÉE. — *La* Tremblante du mouton *est bien inoculable*. Note de MM. **Jean Cuillé** et **Paul-Louis Chelle**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

Nous avons montré ([1]) que la *Tremblante du mouton* est inoculable, et publié deux résultats positifs obtenus, après incubation de 14 et 22 mois, par inoculation intraoculaire de substance nerveuse (moelle ou cerveau) d'animaux atteints de cette maladie.

Des recherches ultérieures nous ont permis de confirmer ces observations et d'y ajouter quelques faits nouveaux. Nous nous proposons d'en donner ici un bref résumé :

Le 30 octobre 1935, une brebis atteinte de *Tremblante expérimentale*, dont l'observation a été relatée en détail dans notre première publication, est sacrifiée, au stade paralytique. Le cerveau et la moelle lombaire, broyés et émulsionnés séparément dans l'eau physiologique, de façon à obtenir une émulsion épaisse, sont inoculés à 7 brebis d'expérience (n° 23 à 29), provenant de troupeaux indemnes, dans les conditions suivantes :

3 brebis (23 à 25), avec de l'*émulsion cérébrale :*

23 (3 ans), 8$^{cm^3}$ en injection épidurale par voie lombo-sacrée;

24 (4 à 5 ans), 15$^{cm^3}$ en sous-cutanée;

25 (4 à 5 ans), 4$^{cm^3}$ en intraoculaire;

4 brebis (26 à 29), avec de l'*émulsion médullaire;*

26 (6 mois), 8$^{cm^3}$ en épidurale;

27 (6 mois), 18$^{cm^3}$ en sous-cutanée;

28 (6 mois), 4$^{cm^3}$ intraoculaire;

29 (6 mois), 4$^{cm^3}$ en intraoculaire.

Sur ces 7 animaux, 2 (24 et 25) ont succombé ou ont dû être sacrifiés par suite d'affections intercurrentes, respectivement 4 et 17 mois après l'inoculation. Durant ce laps de temps, aucun d'eux n'avait manifesté des signes de *Tremblante*.

Des 5 brebis restantes, 2 (26 et 27) ont présenté les symptômes classiques de la maladie.

L'une (26), inoculée par *voie épidurale* avec l'émulsion médullaire, montre au cours de l'été 1936, des dépilations sur les fesses, survenues sans cause apparente; plus tard, vers le milieu de novembre (12 mois après l'inoculation), apparaissent les symptômes caractéristiques : air effrayé, hagard, grincement des dents, prurit intense et troubles locomoteurs. Le prurit est tellement marqué que, aux dernières périodes, l'animal, non content de se gratter, se mordille en divers points du corps, arrache sa

---

([1]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1552.

laine, ce qui détermine des dépilations très étendues. Le 22 janvier 1937, arrivé aux derniers stades, le sujet est sacrifié.

La deuxième brebis (27), *inoculée sous la peau* avec 18^{cm^3} de la même émulsion de moelle lombaire, est atteinte à son tour vers le milieu de juin 1937 (19 mois et demi après l'inoculation). Les symptômes sont identiques à ceux présentés par le sujet précédent, avec cependant un prurit beaucoup moins intense et une chute de laine extrêmement réduite. L'évolution du mal est, en outre, beaucoup plus lente puisque, à l'heure où nous écrivons (décembre 1937), 6 mois après le début, l'animal est encore vivant et semble devoir survivre pendant quelques jours encore. Il est vraisemblable que ces différences viennent du mode d'introduction du virus.

Quant aux trois derniers sujets (23, 28 et 29), inoculés pourtant avec un matériel provenant du même malade, ils sont encore actuellement (26 mois après l'inoculation) en bon état de santé.

D'autre part, un bélier ayant reçu, par *voie intra-cérébrale*, le 3 mars 1936, $0^{cm^3},5$ d'une émulsion épaisse de moelle lombaire provenant d'une brebis atteinte de *Tremblante spontanée*, tombe malade dès le mois de janvier 1937 (11 mois après l'inoculation). Il présente de légers troubles locomoteurs et un prurit lombaire modéré. Au cours du mois de février les manifestations s'accusent et deviennent caractéristiques. Le 16 mars 1937, l'animal, entièrement paralysé, est sacrifié *in extremis*.

Au total, en ajoutant aux animaux ci-dessus, ceux mentionnés dans notre précédente Note, on constate que, sur 17 inoculés, la transmission a été obtenue 5 fois. Mais, si l'on élimine les sujets morts ou sacrifiés prématurément, le pourcentage des résultats positifs, 2 ans après l'inoculation, est actuellement de plus de la moitié (5 sur 8).

En résumé, ces nouvelles recherches confirment nos expériences antérieures. Elles montrent que :

1° La *Tremblante du mouton* est inoculable.

Il a été possible non seulement de la transmettre directement par inoculation de produits virulents récoltés sur des sujets atteints de la maladie naturelle, mais encore d'effectuer un deuxième passage.

2° La transmission peut être obtenue par inoculation sous-cutanée, intra-oculaire, épidurale ou intra-cérébrale de substance nerveuse (moelle ou cerveau).

3° La période d'incubation n'est ordinairement pas inférieure à un an; elle atteint parfois près de deux ans.

La séance est levée à 15^h35^m.

E. P.

ERRATA.

—

(Séance du 27 décembre 1937.)

Note de M. *René Catala,* Sur l'influence des agents thermiques sur la nymphose des chenilles de *Chrysiridia madagascariensis* Cram. (Uraniidæ) :

Page 1459, paragraphe 2, *au lieu de* Si une période intervient, *lire* Si une période de repos intervient.